BEOBACHTUNG VON WANDERNDEN IONOSPHÄRISCHEN STÖRUNGEN MIT DER FM-CW-SONDE

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Georg-August-Universität zu Göttingen

vorgelegt von

Bodo Bartning
aus Schloßberg/Ostpreußen

Göttingen 1976

BEOBACHTUNG VON WANDERNDEN IONOSPHÄRISCHEN STÖRUNGEN MIT DER FM-CW-SONDE

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Georg-August-Universität zu Göttingen

vorgelegt von

Bodo Bartning
aus Schloßberg/Ostpreußen

Göttingen 1976

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

D 7

Referent: Prof. Dr. W. Dieminger

Korreferent: Prof. Dr. M.R. Schroeder

Tag der mündlichen Prüfung: 12. Februar 1976

I N H A L T

Seite

1. Einführung 1

2. Das FM-CW-Meßverfahren 8

2.1. Beschreibung der FM-CW-Anlage 8

2.2. Spezielles Auswerteverfahren für die Messung ionosphärischer Störungen 14

2.3. Diskussion des FM-CW-Verfahrens 18

2.4. Vergleich mit Pulsverfahren 21

3. Beschreibung der beobachteten wandernden ionosphärischen Störungen 25

4. Theorie der atmosphärischen Schwerewellen und der wandernden ionosphärischen Störungen 40

5. Modellrechnungen zu den ionosphärischen Störungen 49

5.1. Programm zur numerischen Strahlwegberechnung 49

5.2. Allgemeine Rechenergebnisse 53

6. Vergleich der Beobachtungen mit Modellrechnungen 74

7. Zusammenfassung 96

8. Literaturverzeichnis 101

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41534921_0024

1. Einführung

Elektromagnetische Wellen bilden ein wichtiges Hilfsmittel zur Erforschung der Ionosphäre. Die Ionosphäre ist ein sehr verdünntes Plasma in der höheren Atmosphäre, das neben dem Neutralgas einen Anteil an freien Elektronen, an positiven und teilweise auch negativen Ionen enthält. Fallen elektromagnetische Wellen senkrecht in die Ionosphäre ein, so werden sie - entsprechend allgemeinen Gesetzmäßigkeiten in einem Plasma - an der Stelle einer bestimmten Elektronendichte reflektiert. Diese Elektronendichte ist dadurch charakterisiert, daß die mit ihr eindeutig verknüpfte sog. Elektronenplasmafrequenz mit der Wellenfrequenz übereinstimmt (genaue Gleichung für die Verknüpfung s. (5.10), S. 55). Zur Erfassung vertikaler Elektronendichtestrukturen in der Ionosphäre eignet sich daher ein Echolotungsverfahren, bei dem elektromagnetische Wellen variabler Frequenz - etwa im Bereich 1-15 MHz - ausgesendet werden. Man kann mehrere ionosphärische Schichten unterscheiden, und zwar im wesentlichen die E-Schicht in rund 100 km Höhe und die F-Schicht zwischen etwa 150 und 400 km Höhe. Wird die Wellenfrequenz höher als die maximale Elektronenplasmafrequenz einer Schicht, so wird bei senkrechtem Einfall die Schicht durchstoßen. Die Grenzfrequenz zwischen vertikaler Reflexion und Durchlaß nennt man die kritische Frequenz der betreffenden Schicht. Ein typischer Tageswert für die kritische Frequenz der E-Schicht ist 3 MHz, der Wert für die F-Schicht liegt tags meist zwischen 6 und 10 MHz. Manchmal, insbesondere des Tags im Sommer, spaltet die F-Schicht in zwei Unterschichten auf, die sog. F1- und die F2-Schicht. Im Elektronendichteverlauf stellt die F1-Schicht dabei eine kleine Ausbuchtung am unteren Teil der F2-Hauptschicht dar.

Eine allgemeinere Beeinflussung elektromagnetischer Wellen durch die Ionosphäre besteht in der Gruppenretardierung; die Gruppengeschwindigkeit nimmt ab, bevor die Reflexionshöhe erreicht wird. Daher unterscheidet man zwei Weglängen oder Höhen: Unter der wahren Weglänge versteht man die geometrische Länge; die (größere) scheinbare Weglänge wird als die Strecke definiert, die das Signal in der gleichen Zeit im Vakuum zurücklegen würde (=Gruppenweg). Da sich (Gruppen-)Laufzeit und Gruppenweg nur durch einen Proportionalitätsfaktor unterscheiden, werden sie im folgenden oft als aus-

tauschbare Begriffe behandelt (beispielsweise "Laufzeitkurve" und "Gruppenwegkurve"). Bei den Experimenten zur vorliegenden Arbeit treffen die Signale nicht senkrecht, sondern schräg auf die Ionosphäre. Hierbei werden sie schon in Höhen mit geringerer Elektronendichte als bei Vertikaleinfall reflektiert, so daß jetzt auch höhere Frequenzen als die jeweilige kritische Frequenz übertragen werden können. Bei einigen Modellrechnungen wird berücksichtigt, daß die Ionosphäre infolge des Erdmagnetfeldes für die elektromagnetischen Wellen doppelbrechend wird. Die sog. ordentliche Komponente wird dabei meist nur wenig durch das Magnetfeld beeinflußt; die Eigenschaften der außerordentlichen Komponente weichen dagegen stärker vom magnetfeldfreien Fall ab.

Schon in den Anfängen der Wellenausbreitungsversuche bemerkte man, daß die von der Ionosphäre reflektierten Signale Intensitätsschwankungen zeigten. Durch sehr frühe Beobachtungen von Dieminger, Goubau und Zenneck 1934 [15] wurden Bewegungen in der Ionosphäre festgestellt und teilweise auch Geschwindigkeiten gemessen. Diese Störungen mit Perioden unter 1 min wurden mit der Sonnentätigkeit, mit erdmagnetischen Variationen und mit dem Einfall kosmischer Staubmassen in Verbindung gebracht. Pierce und Mimno 1940 [50] beobachteten Intensitätsschwankungen reflektierter Signale mit längeren Perioden. Sie führten die quasiperiodischen Störungen auf sich zeitlich ändernde Krümmungen in den ionosphärischen Reflexionsflächen zurück und sahen sie als einen Hinweis auf Wellenbewegungen in der oberen Atmosphäre an. Es wurden Perioden zwischen 10 Minuten und mehreren Stunden entdeckt. Quasiperiodische Änderungen der scheinbaren Höhe der F-Schicht mit Perioden von 20 Minuten und größer sind auch auf Festwellenregistrierungen von Dieminger und Plendl 1939 [16] zu sehen (Senkrechtlotung bei 3,67 MHz). In der englischsprachigen Literatur werden diese Störungen, soweit sie in der F-Schicht zu beobachten sind, "travelling ionospheric disturbances" oder abgekürzt "TIDs" genannt. Dieser Fachausdruck soll hier mit "wandernde ionosphärische Störungen" wiedergegeben werden.

Diese wandernden ionosphärischen Störungen in der F-Schicht bilden das Thema der vorliegenden Arbeit. Daher sollen zur Einführung in dieses Thema die wichtigsten Eigenschaften der Störungen kurz skizziert werden. Man kann die Störungen im Prinzip mit jeder Methode beobachten, die irgendwelche

Parameter von elektromagnetischen Wellen nach ihrer Beeinflussung durch die Ionosphäre mißt, beispielsweise die Gruppenlaufzeit, Dopplerverschiebung, Amplitude (Feldstärke), Polarisation oder Ankunftsrichtung. Deswegen werden hier nur einige Meßmethoden erwähnt. Ausführliche Literaturhinweise sind bei den Übersichtsbeschreibungen von Georges [22] und Yeh und Liu [59] zu finden, ferner auch in den Artikeln [10,21,44]. Neuere Messungen sind in dem Bericht der AGARD-Tagung 1972 [1] beschrieben.

Als einer der ersten machte Munro [46,47,49] systematische Beobachtungen von den wandernden ionosphärischen Störungen. Er wendete dabei zwei Verfahren an. Mit der Senkrechtlotung bei fester Frequenz beobachtete er die zeitliche Veränderung der scheinbaren Höhe der zu dieser Frequenz gehörigen Reflexionsfläche. Da er mehrere Lotungseinrichtungen zur Verfügung hatte, konnte er auf die horizontale Struktur der Störungen schließen. Ferner machte er Senkrechtlotungen mit veränderlicher Frequenz. Bei diesem schon kurz erwähnten Meßverfahren wird die Abhängigkeit der scheinbaren Höhe h' der reflektierenden Schicht von der Sendefrequenz f aufgezeichnet. Es ergeben sich die sog. Ionogramme. Beispiele dafür werden in Kap. 2 gezeigt (Abb. 2 und 5, S.13 und 22). Aus den Ionogrammen h'(f) erhält man durch Umrechnung entsprechend einer Integralgleichung (z.B. Budden [9; Kap. 10]) das Höhenprofil N(h) der Ionosphäre (N Elektronenanzahldichte, h wahre Höhe). Werden die Ionogramme in genügend schneller Folge gemessen, so bekommt man Aufschluß über zeitliche Veränderungen in der Vertikalstruktur der Ionosphäre. Munro schrieb von der Entdeckung quasiperiodischer Störungen des Tags in der F-Schicht mit Perioden zwischen 10 und 60 Minuten. Die horizontale Geschwindigkeit betrug zwischen 80 und 160 m/s. (Unter der Horizontalgeschwindigkeit soll im folgenden immer die horizontale Phasenspurgeschwindigkeit verstanden werden, d.h. die zur horizontalen Komponente des Wellenausbreitungsvektors der Störung gehörige Phasengeschwindigkeit. Entsprechend sollen die vertikale Geschwindigkeit, die horizontale und vertikale Wellenlänge von Störungen immer so verstanden werden, daß sie von den zugehörigen Komponenten des Wellenvektors abgeleitet sind.) Manchmal wanderten bestimmte Störungen ohne große Änderung in ihrer Gestalt über 900 km, was Munro aus dem Vergleich mit Messungen entfernter liegender Stationen sehen konnte. Über die Vertikalstruktur schrieb er, daß die zipfel- oder spitzenförmigen Störungen auf den Ionogrammen von oben nach unten wanderten

(vgl. die spätere Abb. 2, S. 13). Bei größeren Störungen konnte er auch die vertikale (Phasenspur-)Geschwindigkeit bestimmen: Sie betrug etwa die Hälfte der horizontalen. Über die Störhäufigkeit sagte Munro allgemein, daß er größere Störungen (tags) etwa zu 10% der Zeit erkennen konnte; kleinere Störungen schienen immer da zu sein. Die gestörte Ionosphäre war demnach der Normalfall.

Georges [22,23] führte ausgedehnte Dopplermessungen bei steilem Einfall durch. Seine Messungen erfaßten sehr große und kleine Störungen. Sie ergaben, daß man vier Typen von ionosphärischen Störungen unterscheiden kann. Die erste Art nennt Georges "very large travelling disturbances". Sie soll hier als "Störungen großer Ausdehnung" bezeichnet werden. Sie sind eng mit magnetischen Störungen korreliert. Die zweite Art sind die sog. "medium-scale disturbances", die "Störungen mittlerer Ausdehnung". Es sind die Störungen, die Munro [46,47,49] beschrieb. Ferner kann man wellenähnliche Störungen mit einer charakteristischen Periode von 3 Minuten unterscheiden, die geographisch lokalisiert sind und mit Unwettern in der Troposphäre zusammenhängen.Die vierte Klasse beinhaltet scheinbar zufällige Hintergrundschwankungen aus einem jeweils schmalen Frequenzband.

Die Störungen großer Ausdehnung haben nach Georges eine Periode von etwa 20 Minuten bis zu 2 Stunden, die Dopplerampliture beträgt bei 4 MHz Sendefrequenz 1-4 Hz (Spitze-Spitze). Sie bestehen aus zwei bis drei fast sinusförmigen Perioden. Sie sind sehr eng mit magnetischen Stürmen mit Kp > 5 korreliert. (Der geomagnetische planetarische Index Kp ist ein Maß für die magnetische Störung.) Die horizontale Wellenlänge liegt in der Größenordnung 1000 km (daher der Name), die Horizontalgeschwindigkeit etwa bei 200-400 m/s, bei einigen Störungen beträchtlich höher. Die Wellenfronten verlaufen etwa horizontal, die Phase läuft fast senkrecht nach unten.

Die Beobachtungen, die in der vorliegenden Arbeit beschrieben werden, beziehen sich auf die Störungen mittlerer Ausdehnung. Sie sind die am häufigsten zu beobachtenden Störungen. Nach Georges bestehen sie aus einem Zug quasiperiodischer Schwingungen mit Perioden zwischen 10 und 30 Minuten. (Andere Autoren berichten auch von größeren Perioden bei den Störungen mittlerer Ausdehnung.) Die Dopplerspuren sind nicht sinusförmig, sondern mehr

sägezahnförmig; die Amplitude beträgt 1 Hz (Spitze-Spitze), manchmal auch mehr. Diese Störungen treten gelegentlich des Nachts, häufiger des Tags auf. Ihre horizontale Geschwindigkeit beträgt 100-200 m/s. Georges schreibt, daß die Neigung der Wellenfronten bei einigen Störungen 30-60° und die horizontale Wellenlänge einige hundert Kilometer betrug. Allgemein besteht bei diesen Störungen mittlerer Ausdehnung keine Korrelation zu magnetischen Stürmen.

Im Gegensatz zu den Störungen großer Ausdehnung, die normalerweise äquatorwärts wandern, ist die Ausbreitungsrichtung der Störungen mittlerer Ausdehnung unterschiedlich. Mehrere Autoren, die an verschiedenen Orten gemessen haben, geben unterschiedliche Richtungen an, teilweise auch mit einem täglichen oder jahreszeitlichen Gang (z.B. Munro [46,49] in Australien, ferner nordamerikanische Messungen von Toman [58], Davies und Jones [13], Herron [27]). Die Ausbreitungsrichtung hängt offenbar von den je nach Ort und Zeit unterschiedlichen Störquellen ab. Der genaue Anregungsmechanismus für diese Störungen mittlerer Größe ist jedoch noch unbekannt. Die meisten Autoren vermuten Quellen in meteorologischen Vorgängen. Wie später ausgeführt wird, ist dieses nicht im Widerspruch zu der beobachteten Phasenausbreitung von oben nach unten. Die Vertikalkomponente des Energieflusses und die der Phasengeschwindigkeit sind nämlich bei den Wellen, die die ionosphärischen Störungen erzeugen, entgegengesetzt gerichtet.

Einige der Methoden zur Messung ionosphärischer Störungen bestimmen die (Gruppen-)Laufzeit der Hochfrequenzsignale zwischen Senden und Empfangen bei zwischenzeitlicher ionosphärischer Reflexion. Zur Laufzeitmessung gibt es unterschiedliche Verfahren, die sich im wesentlichen durch die Art der Hochfrequenzmodulation unterscheiden: Amplituden-, Frequenz- und Phasenmodulation. Das bekannteste Verfahren ist die Pulsmethode (Amplitudenmodulation). Bei den bisher beschriebenen Laufzeitmessungen wurde ausschließlich diese Methode angewendet. In letzter Zeit gewinnt allmählich ein Verfahren der Frequenzmodulation an Bedeutung, das sog. FM-CW-Verfahren ("frequency modulated continuous waves"). Hiermit wurden die Messungen der vorliegenden Arbeit durchgeführt. Bei dieser Methode wird ein Signal konstanter Amplitude gesendet, dessen Frequenz sich linear mit der Zeit ändert - ein sog. Frequenzsweep -, und nach der ionosphärischen Reflexion wieder empfangen.

Im Empfänger wird dieses Signal mit einem Referenzsweep gleicher Steilheit (gleicher Frequenzänderung pro Zeitintervall) gemischt. Diese Referenz kann das augenblickliche Sendesignal sein, wenn Sender und Empfänger nebeneinander stehen, oder die Bodenwelle oder auch ein im Empfänger neu erzeugter Sweep gleicher Steilheit. Die Differenzfrequenz zwischen empfangenem Sweep und Referenzsweep ist ein Maß für die Laufzeit des Signals zwischen Senden und Empfangen. Dieses FM-CW-Verfahren wird in Kap. 2 näher erläutert, ebenso ein spezielles Auswerteverfahren, das zur Darstellung ionosphärischer Störungen gut geeignet ist. Ferner werden Puls- und FM-CW-Verfahren miteinander verglichen und diskutiert. Auf die Phasenmodulation (s. Pratt und Miehle [51; App. B]) soll in dieser Arbeit nicht näher eingegangen werden.

In Kap. 3 werden die eigenen Messungen beschrieben. Je ein zusammenhängendes Beispiel von Tages- und Nachtmessungen wird gezeigt, auf denen typische wandernde ionosphärische Störungen zu erkennen sind. Eine Statistik der Häufigkeiten dieser Störungen bezüglich des zeitlichen Auftretens und der Perioden wird dargestellt und mit Messungen anderer Autoren verglichen. Ferner wird die Form der Laufzeitkurven statistisch untersucht.

Über das Wesen der ionosphärischen Störungen besteht seit Anfang der sechziger Jahre im allgemeinen Klarheit (Kap. 4). Es gibt wellenartige Bewegungen in der neutralen Atmosphäre mit Perioden unter einer Minute bis zu mehreren Stunden, zu deren Beschreibung Druck- und Gravitationskräfte benötigt werden. Diese große Klasse der sog. Schall- und Schwerewellen spaltet unter bestimmten Bedingungen in zwei bezüglich der Periode getrennte Bereiche auf, und zwar in die akustischen mit kürzerer und die (atmosphärischen) Schwerewellen mit längerer Periode. Die Grenze zwischen diesen Bereichen liegt in der Erdatmosphäre zwischen 5 und 20 Minuten. (Wenn in dieser Arbeit der Begriff "Schwerewellen" genannt wird, sollen darunter immer atmosphärische Schwerewellen verstanden werden, d.h. atmosphärische Schwingungen, zu deren Beschreibung der Einfluß der Schwerkraft wesentlich ist, und nicht die Schwerkraft- oder Gravitationswellen aus Einsteins allgemeiner Relativitätstheorie.) Eine wichtige Eigenschaft der atmosphärischen Schwerewellen besteht darin, daß Energie- und Phasenausbreitungsrichtung beträchtlich voneinander abweichen können. Während sich beispielsweise die

Schwerewellen von der unteren Atmosphäre hinauf bis zu ionosphärischen Höhen ausbreiten (Energiefluß), läuft ihre Phase von oben nach unten. In der Ionosphäre geschieht eine Kopplung der Neutralgasschwingungen auf die Bewegung der Ionen und damit auf die der freien Elektronen. Die dadurch hervorgerufenen wellenförmigen Elektronendichteänderungen sind in der F-Schicht die "wandernden ionosphärischen Störungen".

Nach der Beschreibung des theoretischen Hintergrunds werden Modellrechnungen zu den ionosphärischen Störungen und der Einfluß einiger Parameter auf die Form der Laufzeitkurven dargestellt (Kap. 5). Dadurch können auch Ergebnisse aus der Statistik der eigenen Beobachtungen erklärt werden. Dann werden einige Beobachtungsbeispiele (Messungen der Laufzeit, teilweise auch bei verschiedenen Übertragungsfrequenzen, ferner auch der Dopplerverschiebung und der Feldstärke) quantitativ mit Rechnungen verglichen (Kap. 6). Die Übereinstimmung von Rechnung und Experiment zeigt, daß wesentliche Eigenschaften der wandernden ionosphärischen Störungen durch die in dieser Arbeit angewendeten Störmodelle wiedergegeben werden können.

2. Das FM-CW-Meßverfahren

Das FM-CW-Verfahren (frequency modulated continuous waves), oft auch Chirp-Verfahren genannt (Namensursprung s. [37]), ist die älteste Methode für ionosphärische Lotungen. Im Prinzip wurde es schon von Appleton und Barnett 1925 [2] zum Nachweis der Ionosphäre angewandt (hierbei Bodenwelle als Referenzsweep). Später wurde dieses Verfahren für hauptsächlich nicht-ionosphärische Radarmessungen weiterentwickelt [25,32,34, 35,37,55]*). Seit Mitte der 60er Jahre wird das Verfahren auch mehr für ionosphärische Untersuchungen angewandt, seitdem man nämlich lineare Frequenzsweeps über einen größeren Frequenzbereich mit Hilfe von digital steuerbaren Frequenzsynthesizern erzeugen kann [4,5,19,45,51]**).

2.1. Beschreibung der FM-CW-Anlage

Im folgenden soll unsere FM-CW-Anlage kurz beschrieben werden (vgl. Bartning und Möller [6] und Bartning [7]). Am Senderort wird ein linearer Frequenzsweep von einem Zeitstandard abgeleitet. Dieses Signal wird mit einer Leistung zwischen 10 und 100 W gesendet (Abb. 1). Bei unserer Anlage (Barry Research LSG-6) ist der maximale Frequenzbereich etwa 0-50 MHz. Der Zeitstandard (Quarz) hat eine 24-Stunden-Konstanz von einigen 10^{-9}. Über einen Programmgeber sind sechs Programme in beliebiger Reihenfolge wählbar. Die einzelnen Programme sind im wesentlichen durch die Sweepparameter Anfangsfrequenz, Endfrequenz und Sweepsteilheit

---

*) Bei Klauder et al. [37] sehr ausführliche Diskussion der Theorie und der Systemparameter vor dem Hintergrund des technischen Standes von 1960; Anwendung und Vergleich mit Pulsradar bei Keep [35] und Kay [34]; Beschreibung einiger Chirp-Radar-Aspekte bei Gnanalingam [25] (ionosphärische Reflexionen, hierbei Bodenwelle als Referenz) und Hymans und Lait [32]; Vergleich FM- und Pulsradar bei Shearman et al. [55].

**) Kurze Prinzipbeschreibung und experimentelle Ergebnisse siehe Barry und Fenwick [5], ferner auch [19] und [45], dabei in [19] auch Beschreibung technischer Entwicklungsprobleme. Erste ionosphärische und extraterrestrische Messungen beschreiben Barry und Fenwick [4]. Diskussion von Apparaturparametern und experimentelle Ergebnisse s. Pratt und Miehle [51].

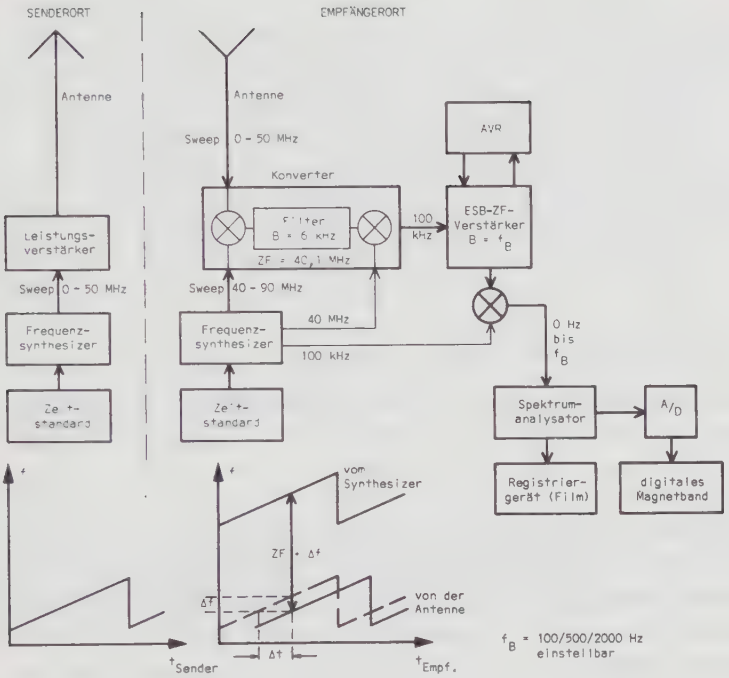


Abb. 1

Blockdiagramm des FM-CW-Systems. Unten ist die Zeitabhängigkeit der Frequenz auf der Sende- und Empfangsstation skizziert. Die Umsetzung von Δt in Δf geschieht gemäß der Gleichung

$$\Delta f = \frac{df}{dt} \Delta t \ .$$

(zwischen 20 Hz/s und 10 MHz/s, für reine Dopplermessungen auch 0) charakterisiert.

Auf der Empfangsstation wird das empfangene Signal mit einem im Empfänger erzeugten linearen Frequenzsweep derselben Steilheit gemischt. Dieser Sweep liegt um die erste Zwischenfrequenz (ZF) von 40,1 MHz höher, d.h. zwischen 40 und 90 MHz. Durch das Mischen - es wird die Differenzfrequenz gebildet - wird das sich in der Frequenz ändernde Signal in ein Signal mit annähernd

konstanter Frequenz übergeführt (hier etwa 40,1 MHz (ZF)). Eine Frequenzänderung dieses neuen Signals entspricht einer Laufzeitänderung des empfangenen Signals (s. Abb. 1, unterer Teil, rechtes Diagramm). Kommt statt des gestrichelten Signals ein um Δt verschobenes Signal (durchgezogene Linie) von der Antenne in den Empfänger, so wird die Differenzfrequenz zum Referenzsweep (mit "vom Synthesizer" bezeichnet) um Δf größer. So wird die relative *) Laufzeit Δt des Hochfrequenz-(HF-)Signals in eine proportionale Frequenzverschiebung Δf umgesetzt gemäß der Gleichung:

$$\Delta f = \frac{df}{dt} \Delta t \qquad (2.1)$$

mit $\frac{df}{dt}$ Sweepsteilheit (hier $\neq 0$).

Es wird zunächst noch vorausgesetzt, daß das empfangene Signal keine Dopplerverschiebung erfahren hat; der allgemeine Fall mit Dopplerverschiebung wird später behandelt (Kap. 2.3).

Das ursprünglich empfangene Signal durchfährt einen größeren HF-Bereich, in dem sich auch andere Sender befinden. Deren (etwa) konstante Sendefrequenzen werden durch das Mischen in Frequenzsweeps mit derselben Steilheit wie die Referenz verwandelt. Um die Störung durch diese jetzt durchlaufenden Sender zu verringern, wird die Empfängerbandbreite und damit auch die Zeit reduziert, während der diese Sender den ZF-Verstärker beeinflussen können. Das erste Filter befindet sich in der ersten ZF. Es ist ein Bandpaß-Kristallfilter mit einer Bandbreite von etwa 6 kHz (gemessen zwischen

---

*) Absolute Laufzeiten können im Falle der Schrägausbreitung nur dann gemessen werden, wenn das Problem des Zeitvergleichs zwischen Sender- und Empfängersteueruhr gelöst ist, d.h. wenn die Größe $t_{Empf.} - t_{Sender}$ bekannt ist (Abb. 1, untere Diagramme). Stehen Sender und Empfänger dagegen dicht beieinander (Senkrechtlotung, Rückstreumessungen), so daß sie von einem einzigen Zeitnormal gesteuert werden können, sind die Laufzeiten direkt absolut bestimmbar. Auf die besonderen Probleme in diesem Fall (z.B. die Tastung von Sender und Empfänger beim FM-CW-Verfahren) soll hier nicht eingegangen werden (siehe Kramm [43]). Es wird angenommen, daß der an einem anderen Ort stehende Empfänger durch eventuelle direkte Signale (Bodenwelle) nicht übersteuert wird, so daß er kontinuierlich arbeiten kann.

den beiden 3-dB-Punkten). In der zweiten ZF von 100 kHz, die durch Mischen mit einer konstanten Frequenz von 40 MHz entsteht, gibt es schmale Kristallfilter der Bandbreite f_B = 100, 500 oder 2000 Hz (3 dB). Durch die Wahl der Bandbreite f_B kann der interessierende Frequenzbereich festgelegt werden, in dem Δf variieren kann. Dadurch wird gemäß (2.1) auch das Laufzeitfenster bestimmt, nämlich der Laufzeitbereich, innerhalb dessen sich die relative Laufzeit Δt der beobachtbaren Signale ändern kann. Auf dem 100-kHz-Niveau wird die Amplitude des Signals mit einer variablen Zeitkonstante geregelt (AVR = automatische Verstärkungsregelung). Bei unserer Anlage können nach einer konstanten Verstärkung Dämpfungsglieder digital in 1-dB-Schritten eingeschaltet werden. Die Schnelligkeit, mit der die Abschwächung verkleinert oder vergrößert wird, kann von 0,1 Schritte bis 100 Schritte pro Sekunde gewählt werden (1 Schritt $\hat{=}$ 1 dB).

Nach der Mischung in den Niederfrequenz-(NF-)Bereich (0 Hz bis gewählte ZF-Bandbreite f_B) wird das Signal mit einem Realzeit-Spektrumanalysator untersucht, der die Spektralamplituden ausgibt. Vor der Analyse wird hierbei die Zeitfunktion g(t) im Spektrumanalysator mit einer Gewichtsfunktion W(t) multipliziert:

$$g(t) \rightarrow g^*(t) = g(t) \cdot W(t) \qquad (2.2)$$

$$(0 \leq t < T_o),$$

wobei T_o die Integrationszeit (das Zeitintervall, das im Analysator zur Frequenzanalyse benutzt wird) und $g^*(t)$ die gewichtete Zeitfunktion bedeuten. Die Bewichtung ist notwendig, um einen günstigen Kompromiß zwischen dem Auflösungsvermögen und der Selektivität zu erhalten [18]. Unter Auflösungsvermögen versteht man den Frequenzabstand zweier Signale gleicher Amplitude, die noch getrennt wahrgenommen werden können. Das Auflösungsvermögen wird im wesentlichen durch die Breite der Filterkurve (z.B. zwischen den beiden 3-dB-Punkten) beeinflußt. Eine schmale Filterkurve bedeutet hohe Auflösung. Mit Selektivität dagegen bezeichnet man das Trennungsvermögen zwischen Signalen unterschiedlicher Amplitude. Hierbei kommt es weniger auf eine schmale Filterdurchlaßkurve (Hauptmaximum) an, sondern mehr auf möglichst geringe Nebenmaxima (Seitenbänder). Durch geeignete Gewichtsfunktionen können die Seitenbänder verringert werden, was jedoch infolge eines breiteren

Hauptmaximums die Auflösung verschlechtert. Bei der vorliegenden Apparatur wird mehr Wert darauf gelegt, Signale unterschiedlicher Amplituden trennen zu können. Daher wird in unserem Spektrumanalysator ("Ubiquitous" Spectrum Analyzer UA-6B, Federal Scientific Corporation) die sogenannte Triplett-Bewichtung angewendet:

$$W(t) = \sin^2\left(\pi\frac{t}{T_o}\right) \cdot \exp\left(-\pi\frac{t}{T_o}\right) \qquad (2.3)$$

Diese Gewichtsfunktion bewirkt, daß gar keine Nebenmaxima existieren [18]. Dafür wird die 3-dB-Bandbreite auf 1,5 b erhöht ($b = \frac{1}{T_o}$ nominelle Bandbreite). Ohne Bewichtung, d.h. mit $W(t) \equiv 1$ $(0 \leq t < T_o)$, wäre sie 0,85 b [18].

Der Spektrumanalysator kann mit einem Vielfiltersystem verglichen werden, das aus 501 in der Frequenz versetzten NF-Filtern besteht. Ein Störsignal, dessen Frequenz sich entsprechend der Referenzsweepsteilheit ändert, beeinflußt die Filter nur für eine kurze Zeit (z.B. weniger als 0,2 s, wenn das Störsignal 9 kHz breit ist und die Sweepsteilheit 50 kHz/s beträgt). Da diese Zeit kurz ist gegen die Integrationszeit der Filter (z.B. 5 s), werden starke Störsignale weitgehend unterdrückt.

Das Laufzeitfenster, in dem beobachtet wird, kann in den interessierenden Laufzeitbereich geschoben werden, indem man die Steilheit des Empfängersweeps kurzzeitig vergrößert oder verkleinert und somit diesen Sweep zeitlich verschiebt ("Suchvorgang").

Alle Signale, mit denen das Eingangssignal im Empfänger gemischt wird, werden vom gleichen Zeitstandard abgeleitet und haben konstante Amplituden. Daher bleibt die ganze Amplituden- und Phaseninformation des Antennensignals bis zum Spektrumanalysatoreingang erhalten, wenn die Stellung der Verstärkungsregelung bekannt ist und der Empfänger streng linear verstärkt.

Der Spektrumanalysator gibt das Spektrum in analoger Form hintereinander aus. Dieses wird von einer Kathodenstrahlröhre auf einen Film abgebildet. Als Ordinate auf dem Film wird die NF-Frequenz, interpretiert als relative Laufzeit, aufgetragen, während die Spektralamplituden die Intensität des Kathodenstrahls modulieren und damit die Filmschwärzung beeinflussen. Dabei

wird der Film langsam in Abszissenrichtung transportiert. Die Variable in dieser Richtung ist daher die augenblickliche Zeit, hier interpretierbar als die gerade gesendete Hochfrequenz. Auf diese Weise erhält man h'(f)- oder p'(f)-Aufzeichnungen (scheinbare Höhe oder scheinbarer Laufweg als Funktion der Frequenz). Abb. 2 zeigt ein Beispiel. Es handelt sich hierbei um Quasi-Senkrechtlotungen bei einer Sender-Empfänger-Entfernung von 80 km (Braunschweig - Lindau/Harz). Die Ionogrammfolge zeigt herunterwandernde Zipfel, die durch ionosphärische Störungen hervorgerufen werden.

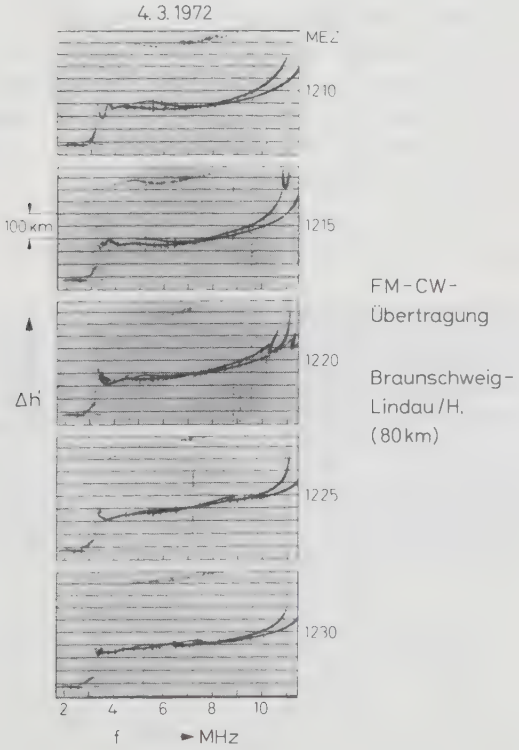


Abb. 2

Folge von Quasisenkrechtlotungsionogrammen, mit der FM-CW-Anlage gemessen (Δh' relative scheinbare Höhe, f Sendefrequenz): Ionosphärische Störungen wandern über das Beobachtungsgebiet.

Munro und Heisler [48] beschrieben und erklärten ähnliche zipfelförmige Störungen auf ihren Senkrechtlotungsionogrammen.

Eine Erweiterung der Anlage, die hier für die Messung wandernder ionosphärischer Störungen wesentlich ist, besteht in der Möglichkeit einer Digitalregistrierung. Dazu wurde ein auf die FM-CW-Anlage zugeschnittenes, jedoch sehr variables Magnetbandsystem von einem kommerziellen Unternehmen nach unseren Angaben gebaut. Dieses Gerät kann die Spektralamplituden (hier im logarithmischen Maßstab) digitalisieren und über einen Wechselpuffer mit einem Synchronbandgerät (Pertec) auf ein 9-Spur-Band aufzeichnen. Die Digitalisierung erfolgt mit einer Genauigkeit von 8 Bit. Das entspricht bei unserer Apparatur einer Amplitudenauflösung von rund 1/4 dB. Außer den Spektralamplituden werden auch Kontrollinformationen wie Tag, Uhrzeit, Stellung der Dämpfung im ZF-Verstärker und augenblickliche Frequenz des Referenzsweeps aufgezeichnet. Die digitalen Magnetbänder sind computerkompatibel, so daß sie direkt an Schnellrechenanlagen verarbeitet werden können.

2.2. Spezielles Auswerteverfahren für die Messung ionosphärischer Störungen

Ausgehend von der digitalen Magnetbandregistrierung wurde ein spezielles Auswerteverfahren entwickelt, durch das die wandernden ionosphärischen Störungen gut erkennbar sind: nämlich die Herstellung von Aufnahmen, bei denen die Laufzeit bzw. die Dopplerverschiebung bei verschiedenen festen Frequenzen gegen die Beobachtungszeit aufgetragen ist. Dieses Verfahren soll anhand der Abb. 3 erläutert werden, wo Messungen zwischen Skive/Norddänemark und Lindau/Harz (Großkreisentfernung 565 km) dargestellt sind. Nähere Einzelheiten über die Meßstrecke werden in Kap. 3 erörtert (s. z.B. Abb. 6, S. 25, und Tab. 1, S. 26).

Teil a der Abb. 3 zeigt einen Ausschnitt eines typischen Originalfilms. Das Programm, das sich alle 2 Minuten wiederholte, bestand hier aus einem Sweep zur Laufzeitmessung (80 s), zwei Störpegel- und zwei Dopplermessungen (je 10 s). Der Sweep lief von 4,1 bis 8,1 MHz mit einer Sweepsteilheit von 50 kHz/s. Mit dem Analysierbereich 0-100 Hz des Spektrumanalysators ergab sich ein Laufzeitfenster von 2 ms. Die Ordinate wurde mit $\Delta\tau$ bezeichnet, der aus der Frequenzverschiebung errechneten Zeit (s. spätere Gleichung (2.8b)).

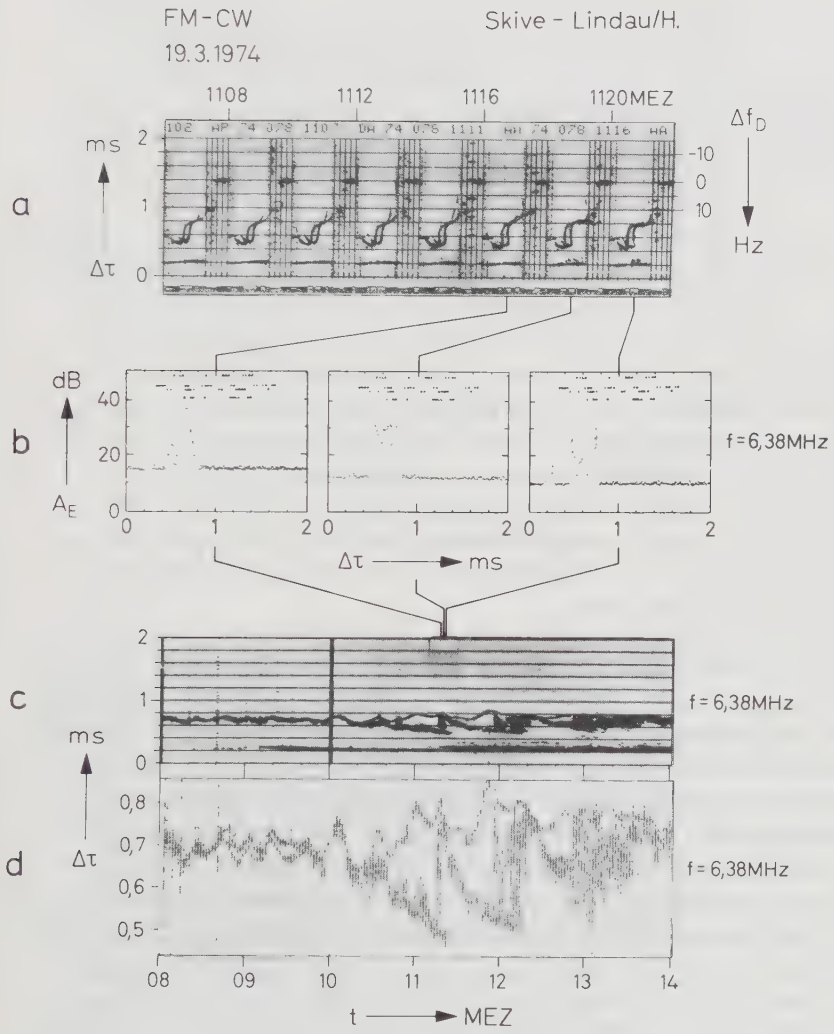


Abb. 3

Darstellung des speziellen Auswerteverfahrens
für die Messung von wandernden ionosphärischen
Störungen.
Nähere Erläuterungen im Text.

Der Störpegel (Rauschen) wurde bei den Frequenzen 7,32 und 5,35 MHz mit einer (nominellen) Bandbreite der einzelnen Filter von 0,1 Hz gemessen (Sender in dieser Zeit stumm); die anschließenden Dopplermessungen wurden bei genau denselben Frequenzen gemacht ($\dot{f}$=0, d.h. Festwelle). Die Rauschmessungen dienten dazu, eventuelle Störsender auf diesen Frequenzen zu erkennen, die die Dopplermessungen hätten verfälschen können.

Ein Rechnerprogramm las das Magnetband, suchte zusammengehörige Informationen nach einzugebenden Auswahlkriterien heraus und schrieb sie auf ein weiteres Magnetband. Diese Auswahlkriterien konnten beispielsweise sein: Dopplerverschiebung bei 7,32 MHz, Rauschen bei 5,35 MHz oder Laufzeit bei der Sendefrequenz 7,5 MHz. Der zeitliche Abstand dieser Informationen war 2 Minuten entsprechend der Meßprogrammperiode. Bei Abb. 3 wurde die Laufzeit bei 6,5 MHz herausgesucht. Da der Spektrumanalysator über ein Zeitintervall T_o aufintegriert, wird statt der Sendefrequenz am Ende der Integration (hier: 6,5 MHz) als charakterisierende Frequenz die in der Mitte des Integrationsintervalls genommen (hier: 6,38 MHz, $T_o/2$ = 2,5 s). Teil b der Abbildung zeigt die Laufzeitinformation bei 6,38 MHz um $11^h16^m48^s$ und die um 2 und 4 Minuten später.

Das neu beschriebene Band, das die heraussortierten Daten neben Kennungen und Zeitmarkierungen enthielt, wurde auf dem Magnetbandgerät der FM-CW-Anlage abgespielt. Eine speziell entwickelte Schaltung setzte die Digitalinformation in Analoginformation für das Filmregistriergerät um. Man erhielt nun Filmaufnahmen, bei denen diese Daten (Laufzeit oder Dopplerverschiebung bei bestimmter Frequenz) fortlaufend abgebildet waren. Teil c der Abb. 3 zeigt den so entstandenen Film zur Laufzeit bei 6,38 MHz. Hier erkennt man deutlich die durch ionosphärische Störungen hervorgerufenen wellenartigen Strukturen. Bei dieser Abbildung sind der ordentliche (höhere) und außerordentliche (oft verwaschene) Strahl der 1xF2-Reflexion neben der waagerechten E-Reflexion gut zu erkennen. Stellt man auf gleiche Weise Aufnahmen her, die zu Laufzeiten bei niedrigeren oder höheren Frequenzen gehören, so erhält man eine Höhenstruktur der ionosphärischen Störungen. Darauf wird in Teil 3 dieser Arbeit näher eingegangen.

Ein anderes Rechenprogramm erlaubte sehr variable Bearbeitung der Digitalinformation. Die Digitalinformation konnte auf dem Rechnerbildschirm dar-

gestellt werden (Abb. 3, Teil b, zeigt Negativaufnahmen davon). Sie konnte ebenfalls über Schnelldrucker oder Lochkartenstanzer ausgegeben werden mit je nach Erfordernissen eingeengtem Laufzeit- oder Frequenzfenster. Die Amplituden konnten ungeeicht (d.h. in den digitalisierten Originalwerten von der Apparatur her) oder geeicht ausgegeben werden. Die geeichten Werte gaben die Signalamplitude (z.B. die Antennenspannung) in dB bezüglich eines willkürlichen Nullpunkts an. Eine solche Eichung war notwendig, wenn man Amplituden verschiedener Meßzeiten miteinander vergleichen wollte, da die Dämpfung im ZF-Verstärker unterschiedlich sein konnte. Die Eichung erfolgte nach der Gleichung

$$A_E = \frac{A_o}{E} + D_{ZF} - D_o \qquad (2.4)$$

mit A_E geeichte Amplitude in dB, Nullpunkt von D_o abhängig,
A_o Amplitude im logarithmischen Maßstab (digitalisierter Wert vom Spektrumanalysator her),
E Eichfaktor (E Digitalisierungsschritte $\hat{=}$ 1 dB),
D_{ZF} augenblickliche Dämpfung im ZF-Verstärker (AVR) in dB,
D_o willkürlich wählbarer Nullpunkt in dB.

Der Eichfaktor E wurde durch Mittelwertsbildung und Ausgleichsrechnung für bekannte Amplituden einmal bestimmt. Er betrug etwa $E = 4{,}5/\text{dB}$. Durch die Berücksichtigung von D_{ZF} konnten die Amplituden bei verschiedenen Eichleitungsstellungen verglichen werden. Allerdings ist diese Eichung nicht sehr zuverlässig, wenn sich die Verstärkungsregelung im ZF-Verstärker schnell verändert. D_{ZF} gibt nämlich die AVR-Stellung zu Beginn der Filterabfrage an, während die Signalamplitude im wesentlichen durch die AVR-Stellung in der Zeit um eine halbe Integrationszeit des Spektrumanalysators zuvor bestimmt wird, denn etwa in diesem Bereich hat die Gewichtsfunktion (2.3) ihr Maximum. Die Integrationszeit betrug bei den Laufzeitmessungen meist 5 s, bei den Dopplermessungen stets 10 s. Mit dieser Einschränkung, die eine Ungenauigkeit von einigen dB bewirken kann, gibt A_E eine geeichte Signalamplitude in dB bezüglich eines willkürlichen Nullpunkts an. In Teil b der Abb. 3 sind geeichte Werte abgebildet. Der Wert D_o betrug dort 60 dB. Teil d dieser Abbildung zeigt einen Rechnerausdruck mit geeichten Werten mit gegenüber der Filmaufnahme (Teil c) verringertem Laufzeitfenster. Für den Ausdruck wurde eine Schwelle gelegt; Werte kleiner als 10 dB (nach (2.4), hier mit D_o = 70 dB) sind unterdrückt. Die Amplitudenwerte sind im Abstand von 2 dB für den

Drucker so codiert, daß sie nur je eine Druckposition belegen. Im Gegensatz zum Film (Teil c), welcher die ungeeichten Amplituden A_O abbildet, sind bei Signalausfall (8.00 und 10.00 Uhr) dunkle Streifen auf dem Ausdruck nicht zu sehen, da D_{ZF} sehr klein ist (Rauschen).

2.3. Diskussion des FM-CW-Verfahrens

Die Laufzeiten, die mit dem FM-CW-Verfahren gemessen werden, sind keine Phasen-, sondern Gruppenlaufzeiten. Auf den Beweis soll hier verzichtet werden, er ist von Kelso [36; S. 222] durchgeführt. Dieser Beweis wurde schon von Appleton 1928 [3] dargelegt.

Um die zeitliche Auflösung δt_{fm} zu berechnen (Index fm: FM-CW-Verfahren), geht man von der Grundgleichung (2.1) des FM-CW-Verfahrens aus:

$$\Delta f = \dot{f}\, \Delta t \ .$$

Man erhält

$$k_{fm}\, b = \dot{f}\, \delta t_{fm} \ , \qquad (2.5)$$

wobei bedeuten:

b nominelle Bandbreite des einzelnen NF-Filters im Spektrumanalysator, definiert als $b = 1/T_o$ (T_o Integrationszeit des Spektrumanalysators),

$\dot{f} = \frac{df}{dt}$ Sweepsteilheit,

k_{fm} Faktor der Größenordnung 1, der die Filtercharakteristik im Analysator berücksichtigt und auch davon abhängt, wie Frequenzauflösung definiert wird. Bei unserem Analysator ist $k = 2$, wenn man unter Auflösung den Frequenzabstand zweier gleichstarker Signale mit einem 6-dB-Tal zwischen ihnen versteht.

Zusammen mit der Gleichung

$$\Delta F_{fm} = \dot{f} T_o = \frac{\dot{f}}{b} \tag{2.6}$$

(ΔF_{fm} HF-Bereich, den das Empfangssignal während einer Integrationszeit T_o des Analysators überstreicht, d.h. der Frequenzbereich in der HF, der jeweils zur Signalanalyse benutzt wird ≈ Bereich des Spektrums des gesendeten Signals, integriert über die Zeit T_o)

ergibt sich als zeitliche Auflösung

$$\delta t_{fm} = \frac{k_{fm}}{\Delta F_{fm}} \quad . \tag{2.7}$$

Die Gleichung (2.7) ist unabhängig von der Sweepsteilheit, d.h. von der Zeit, in der der interessierende Frequenzbereich durchfahren wird. Ist $\dot{f}$ klein, so nimmt man nämlich entsprechend (2.5) bei gleicher zeitlicher Auflösung kleine Filterbandbreiten. Dieses erfordert wieder eine längere Integrationszeit ($T_o = 1/b$), so daß der HF-Bereich des gesendeten Signals, der analysiert wird, gleich bleibt.

Beim Experiment wird die zeitliche Auflösung gemäß (2.7) durch Phasenfehler des Sweeps etwas ungünstiger. Die Frequenz des Sweeps ändert sich nämlich nicht stetig, sondern springt in kleinen Stufen; die Frequenz-Zeit-Darstellung ergibt eine Treppe. Die erzeugenden Frequenzen sind dabei phasenangepaßt, so daß der zeitliche Verlauf des Sweeps stetig ist. Der Phasenfehler, der durch das stufenförmige Springen in der Frequenz entsteht, läßt sich abschätzen. Er ist allerdings äußerst klein bei den üblichen Frequenz- und Zeitstufen (wenn man zum Beispiel alle 10 µs um 1 Hz schaltet, entstehen Seitenbänder in 100 kHz Abstand mehr als 110 dB unter dem Signal [4]). Wesentlich wichtiger sind die Fehler durch ungenaue Phasenanpassungen im Synthesizer selbst, die Signalverbreiterungen bewirken.

Es gibt einen Nachteil des FM-CW-Verfahrens, der schwerwiegend sein kann: Sowohl Laufzeitverzögerung des Signals als auch Dopplerverschiebung, z.B. durch Höhenveränderung der reflektierenden Schicht verursacht, bewirken nämlich eine Frequenzverschiebung Δf und gehen daher in die Laufzeitberechnung

ein. Die Gleichung (2.1) erweitert sich zu

$$\Delta f = \dot{f}\Delta t - \beta f \qquad (2.8a)$$

bzw.
$$\Delta\tau = \frac{\Delta f}{\dot{f}} = \Delta t - \beta\frac{f}{\dot{f}} . \qquad (2.8b)$$

Dabei bedeuten:

Δf	gemessene Frequenzverschiebung,
Δt	Gruppenlaufzeit,
β	Quotient aus Dopplerverschiebung und Sendefrequenz ($\beta > 0$ heißt positive Dopplerverschiebung),
$\Delta\tau$	aus Δf berechnete Zeit.

(Das Minuszeichen in obigen Gleichungen gilt für unsere Apparatur, da der Referenzsweep bezüglich der Frequenz über dem gesendeten Sweep liegt.)

Während die Dopplerverschiebung von der Sendefrequenz, aber nicht von der Sweepsteilheit abhängt, ist es bei der Frequenzverschiebung durch Laufzeitverzögerung umgekehrt (Gleichung (2.8a)). Den Dopplereffekt allein erhält man trivialerweise durch $\dot{f} = 0$, d.h. bei Festwelle. Durch genügend großes $\dot{f}$ kann man andererseits den Einfluß der Dopplerverschiebung auf $\Delta\tau$ verringern (Gleichung (2.8b)).

Es gibt zwei Besonderheiten des FM-CW-Verfahrens, die zu Mehrdeutigkeiten in der Laufzeitbestimmung führen können. Beide sind bei Bartning und Möller [6] und Bartning [7] in experimenteller und theoretischer Hinsicht ausführlich beschrieben. Zum einen muß nämlich eine zu schnelle Amplitudenregelung im ZF-Teil vermieden werden. Gibt es zwei Übertragungswege mit wenig unterschiedlicher Laufzeit, denen im ZF-Teil zwei benachbarte Frequenzen entsprechen, so darf die zugehörige Schwebung durch die AVR nicht ausgeregelt werden, da sonst äquidistante Seitenbänder entstehen. Sich kreuzende Spuren werden dadurch zu spinnenförmigen Gebilden. Als genügend langsame Regelung für die meisten Fälle erwiesen sich 10 Ein-dB-Schritte pro Sekunde. Zum anderen darf die Integrationszeit T_o des Spektrumanalysators nicht die Sweepdauer übersteigen. Die zeitliche Auflösung wird z.B. nicht erhöht, wenn man mehrere gleiche Sweeps hintereinander erzeugt und über diese Sweeps gemeinsam integriert, da infolge möglicher Phasensprünge Seitenbänder im Abstand der reziproken Sweepdauer entstehen.

2.4. Vergleich mit dem Pulsverfahren

Es soll nun das FM-CW-Prinzip mit dem Pulsverfahren verglichen werden. Das Pulsverfahren, ein Amplitudenmodulationsverfahren, ist die einfachste Methode zur Bestimmung relativer Gruppenlaufzeiten. Man mißt hierbei direkt die Laufzeit der HF-Impulse, während sie beim FM-CW-Verfahren auf dem Umweg über Δf entsprechend Gleichung (2.1) bestimmt wird.

Auf der Senderseite werden HF-Impulse der Breite $\Delta\tau_p$ und der Pulsfolgezeit t_p erzeugt und ausgesendet (Index p: Pulsverfahren, s. Abb. 4). Auf der Empfängerseite wird die Umhüllende dieser Pulse beobachtet, z.B. auf

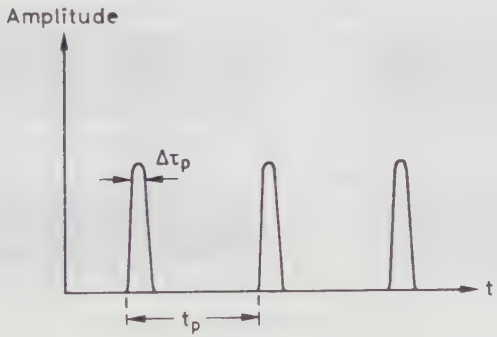
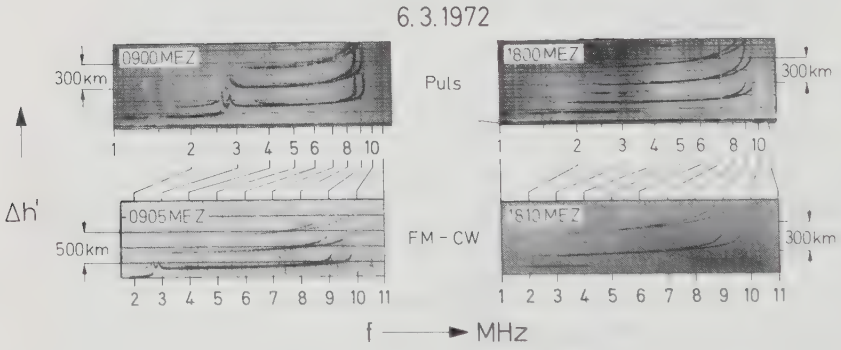


Abb. 4

Senderimpulse beim Pulsverfahren ($\Delta\tau_p$ Pulsbreite, t_p Pulsfolgezeit)

einem Oszilloskop, das von einem Generator der gleichen Pulsfolgezeit t_p getriggert wird. Wird in gleicher Weise, wie oben beim FM-CW-Verfahren beschrieben, auf Film registriert, erhält man ähnliche h'(f)- oder p'(f)-Aufzeichnungen (scheinbare Höhe oder scheinbarer Laufweg als Funktion der Frequenz). Abb. 5 zeigt Aufnahmen, die mit den beiden Verfahren zu etwa der gleichen Zeit gemacht wurden. Man sieht, daß ähnliche Ionogramme geliefert werden. Der Frequenzmaßstab ist verschieden (Puls: logarithmisch, FM-CW: linear). Die Pulsionogramme sind aus Senkrechtlotungen in Lindau/Harz ge-

wonnen (Sender und Empfänger am gleichen Ort), die FM-CW-Aufnahmen gehen auf Quasi-Senkrechtlotungen bei einer Sender-Empfänger-Entfernung von 80 km zurück. Für die F-Schicht, besonders bei den Mehrfachreflexionen, sind auch beim zweiten Verfahren die Ab- und Einstrahlwinkel annähernd senkrecht. Zu beachten beim Vergleich ist die unterschiedliche mittlere Sendeleistung. Sie beträgt beim Pulsverfahren 200 W, beim FM-CW-Verfahren 8 W. Dadurch ist die Empfindlichkeit verschieden (s.u.).



Pulsverfahren: Lindau/H.
80 kW Spitze
200 W Mittel

FM-CW-Verfahren: Braunschweig-Lindau/H.
8 W Dauer (80 km)

Abb. 5

Vergleich zwischen Pulsverfahren (Senkrechtlotung) und FM-CW-Verfahren (Quasisenkrechtlotung). Die Pulsionogramme sind mit 25facher Durchschnittsleistung gegenüber den FM-CW-Ionogrammen aufgenommen.

Beim Pulsverfahren ist die zeitliche Auflösung δt_p (zeitliche Unterscheidbarkeit zwischen verschiedenen Laufwegen) etwa gleich der Pulsbreite $\Delta\tau_p$. Diese Pulse haben ein Frequenzspektrum der Breite

$$\Delta F_p = \frac{k_p}{\Delta\tau_p} , \tag{2.9}$$

wobei k_p ein Faktor der Größenordnung 1 ist und von der Flankensteilheit des Impulses und von der Definition der Breite eines Spektrums abhängt. Bei scharfen Flanken wird $k_p = 2$, wenn man unter der Breite des Spektrums den Abstand zwischen den ersten Nullstellen des Frequenzspektrums versteht. Es gilt also für die zeitliche Auflösung:

$$\delta t_p = \frac{k_p}{\Delta F_p} , \tag{2.10}$$

eine Gleichung ähnlich (2.7). Je schärfer die zeitliche Auflösung sein soll, desto breiter muß das ausgesandte Spektrum und damit auch die Empfängerbandbreite sein. So wird die Zahl der starken Störsender, die vom Empfänger aufgenommen werden und das Signal stören, erhöht.

Bei konstanter Pulsfolgezeit - sie muß größer als die erwarteten Signallaufzeiten sein - ist bei konstantem Rauschen die ausgestrahlte Energie ein Maß für die Empfindlichkeit E_p (Signal-zu-Rausch-Verhältnis), wenn die Empfängerbandbreite etwa mit der Breite des Frequenzspektrums der Pulse übereinstimmt:

$$E_p \sim P_p \cdot \Delta\tau_p \tag{2.11}$$

Dabei bedeutet P_p die Spitzenleistung der abgestrahlten Pulse, d.h. die während eines Pulses gemessene Leistung. $P_p \cdot \Delta\tau_p$ ist somit die Energie eines Pulses. Wenn man die zeitliche Auflösung verbessern will, muß daher bei konstanter Empfindlichkeit die Spitzenleistung erhöht werden. Ist das nicht möglich, muß ein Verlust an Empfindlichkeit in Kauf genommen werden. Um diesem zu entgehen, müßte die effektive Sendezeit vergrößert werden (und damit die ausgestrahlte Energie bei gleicher Spitzenleistung), ohne daß das Frequenzspektrum eingeengt wird, das allgemein für die Messung von Gruppenlaufzeiten benötigt wird. Dieses wird bei den anderen Modulationsarten Frequenz- und Phasenmodulation erreicht.

Beim Vergleich des FM-CW- und des Pulsverfahrens erkennt man, daß sich die Formeln für die zeitliche Auflösung (2.7) und (2.10) ähneln. Um eine

bestimmte Laufzeitauflösung zu haben, muß man bei beiden Verfahren Informationen aus einem HF-Bereich ΔF zur Verfügung haben, dessen Breite umgekehrt proportional zu der Zeitauflösung ist. In diesem Punkt sind Puls- und FM-CW-Verfahren äquivalent. Bei der Pulstechnik werden die zur Analyse benötigten Frequenzen gleichzeitig, beim FM-CW-Prinzip nacheinander erzeugt.

Nach der Literatur (z.B. [25]) ergeben beide Verfahren vergleichbare Empfindlichkeiten, wenn die Durchschnittsleistungen gleich sind. Beim Pulsverfahren ist die Durchschnittsleistung die über eine Pulsfolgezeit gemittelte Leistung. Bei begrenzter Spitzenleistung zeigt sich ein Vorteil des FM-CW-Verfahrens: das Verhältnis Durchschnitts- zu Spitzenleistung ist maximal, nämlich gleich eins. In dem Beispiel Abb. 5 sind die Pulsionogramme empfindlicher, da die Durchschnittsleistung das 25fache der Leistung bei den FM-CW-Aufnahmen betrug.

Im Vergleich zwischen Puls- und FM-CW-Verfahren läßt sich sagen: die Bedingungen für gleiche zeitliche Auflösung sind äquivalent. Vergleichbare Empfindlichkeiten erhält man bei gleicher Durchschnittsleistung. Ist die Spitzenleistung begrenzt, so ist das FM-CW-Verfahren günstiger. Die Störung der anderen HF-Benutzer ist beim FM-CW-Verfahren wesentlich geringer, da das störende (Kurzzeit-)Spektrum sehr schmal ist im Gegensatz zum Pulsverfahren. Der apparative Aufwand beim FM-CW-Verfahren ist wesentlich höher, da u.a. zwei Frequenzsynthesizer und ein Spektrumanalysator benötigt werden.

3. Beschreibung der beobachteten wandernden ionosphärischen Störungen

Die eigenen Beobachtungen der wandernden ionosphärischen Störungen wurden mit der im vorigen Kapitel beschriebenen FM-CW-Anlage durchgeführt. Der Sender stand auf dem Gut Eskjaer in der Nähe von Skive (Norddänemark). Die Empfangsanlage befand sich in Lindau/Harz. Abb. 6 zeigt die geographische Lage;

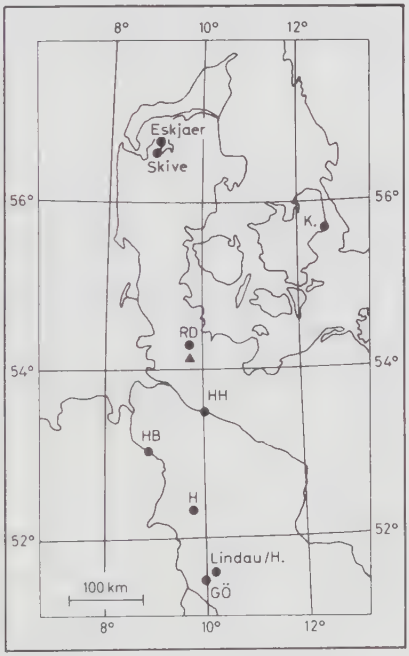


Abb. 6

Geographische Lage von Sender und Empfänger. Der Sender stand auf dem Gut Eskjaer bei Skive, der Empfänger in Lindau/Harz. Der Reflexionspunkt bei einer Ausbreitung mit einmaliger ionosphärischer Reflexion ist mit einem Dreieck gekennzeichnet. Die Abkürzungen der Städtenamen bedeuten:

GÖ	Göttingen
H	Hannover
HB	Bremen
HH	Hamburg
K.	Kopenhagen
RD	Rendsburg

die genauen Koordinaten mit den geomagnetischen Daten sind aus Tabelle 1 zu ersehen. Die Richtung vom Sender zum Empfänger betrug etwa 173° (von Nord über Ost), die Richtung des magnetischen Meridians 357°. Die Ausbreitung erfolgte daher sowohl geographisch als auch geomagnetisch in guter Näherung in Nord-Süd-Richtung. Auf beiden Stationen standen rhombische Antennen zur Verfügung, die jeweils etwa in Richtung auf die andere Station zeigten. Der Reflexionspunkt bei einer Ausbreitung mit einmaliger ionosphärischer Reflexion lag ungefähr 25 km südlich von Rendsburg (in Abb. 6 mit einem Dreieck gekennzeichnet). Die Großkreisentfernung betrug 565 km.

Tabelle 1

Geographische und geomagnetische Daten der FM-CW-Übertragungsstrecke

	Sender (Eskjaer b. Skive)	Empfänger (Lindau/Harz)	Mitte
Geographische Koordinaten	56°41' N 9°06' O	51°39' N 10°08' O	
Geomagnetische Breite	57° N	52° N	
Dipwinkel	70,5°	67°	69°
Totalintensität des Magnetfeldes (1965,0)			0,485 Oe
Elektronengyrofrequenz in rd. 250 km Höhe			1,2 MHz
Richtung des magnetischen Meridians			357° von Nord über Ost (= 3° W von N)
Azimut Sender - Empfänger	173° (von Nord über Ost)		
Großkreisentfernung Sender - Empfänger	565 km		

Gemessen wurde vom 4. Januar 1974 nachmittags bis zum 27. März 1974 vormittags. Die Meßprogramme wurden dabei im Laufe der Zeit verändert. Folgendes Meßprinzip blieb jedoch erhalten: alle 2 Minuten (gerade Minuten MEZ) ein Sweep zur Gruppenlaufzeitbestimmung (über 1 Minute Dauer) und Dopplermessungen (je 10 s), dazu in der zweiten Hälfte der Meßperiode Rauschmessungen bei der gleichen Frequenz wie die Dopplermessungen. Allgemein ergab sich, daß die durch Dopplerverschiebungen verursachten Frequenzvariationen bei den Sweeps klein waren gegen die laufzeitverursachten Änderungen. Man braucht also bei der Laufzeitbestimmung nicht die Dopplerkorrektur gemäß Gleichung (2.8a/b) anzuwenden, es genügt die Gleichung (2.1).

Als typisches Beispiel für Tagesmessungen sind in Abb. 7 die Meßergebnisse vom 3. Februar 1974 von 8 bis 18 Uhr MEZ dargestellt (Bartning [8]). Die mittleren drei Bilder sind Darstellungen des relativen Gruppenweges ("G") bei Frequenzen in jeweils 1 MHz Abstand: 7,33, 6,33 und 5,33 MHz. Oben und unten sind die zu den angrenzenden Laufzeitmessungen gehörigen Dopplerverschiebungen ("D") abgebildet.

Die Gruppenwegaufzeichnungen zeigen die stark schwankenden F-Reflexionen, darunter manchmal die fast waagerechte Spur von Reflexionen an der sporadischen E-Schicht (sog. E_s). Sieht man bei den F-Spuren zunächst von den Höhenschwankungen ab, so spiegelt sich im Zeitpunkt des Beginns und des Endes der ionosphärischen Reflexionen der allgemeine Tagesgang der Ionisierung wieder. Kurz nach 8.00 Uhr beginnt die Reflexion bei 5,33 MHz. Die Dichte der freien Elektronen steigt weiter an, so daß ab 8.40 Uhr Reflexionen bei 6,33 MHz und ab rund 10.30 Uhr bei 7,33 MHz möglich sind (die kurze Spur nach 9.00 Uhr und die gerade E_s-Spur nicht gerechnet). Der Abfall der Elektronendichte erfolgt nicht symmetrisch zum lokalen Mittag (etwa 12.20 Uhr MEZ), sondern später.

In den Laufzeitkurven der F-Reflexionen sind deutlich quasiperiodische Änderungen zu erkennen. Sie sind durch die wandernden ionosphärischen Störungen verursacht. Die Perioden variieren zwischen rund 20 und 60 Minuten. (Der Begriff Periode soll hier nicht im strengen Sinn gebraucht werden, sondern im Sinne einer Quasiperiode, z.B. als Abstand zweier Maxima.)

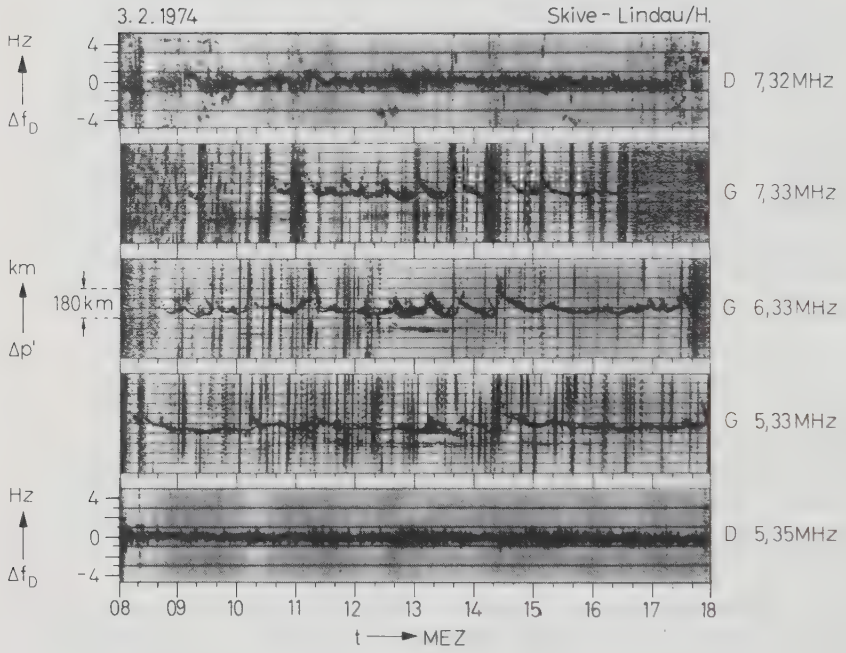


Abb. 7

Typische Laufzeit- und Dopplermessungen des Tags zwischen Skive/ Norddänemark und Lindau/Harz (565 km) vom 3. Febr. 1974. Angegeben sind jeweils die Dopplerverschiebung Δf_D bzw. der relative Gruppenweg $\Delta p'$ in Abhängigkeit von der Zeit des Tages. Auf der rechten Seite sind neben den Symbolen für Gruppenweg ("G") und Dopplerverschiebung ("D") die zugehörigen Radiofrequenzen angegeben. Bei der Laufzeitbestimmung betrug die Sweepsteilheit 50 kHz/s, die Integrationszeit der Filter 5 s und der Filterabstand 0,2 Hz. Bei der Dopplermessung betrug die Integrationszeit 10 s und der Filterabstand 0,1 Hz. Der jeweils dreistündige geomagnetische planetarische Index Kp hatte an diesem Tage die Werte (ab 0 h Weltzeit = 1 h MEZ): 2o3o2+2+ 2o1+2-2o.

Verfolgt man eine Störung über die drei Frequenzen, so sieht man, daß die Phase von der höheren zur niedrigeren Frequenz läuft, d.h. von oben nach unten. Beispielsweise ist auf der 7,33-MHz-Kurve um 12.28 Uhr ein Maximum

zu erkennen, das bei 6,33 MHz um 12.34 Uhr (erstes Maximum) und bei 5,33 MHz etwa um 12.44 Uhr erscheint. Diese Phasenbewegung von oben nach unten ist bei allen Aufzeichnungen zu sehen. Sie stimmt mit den Beobachtungen anderer Autoren überein (z.B. Munro [46,47]). Teilweise sind bei den Bildern zwei Spuren zu erkennen, nämlich der ordentliche (o) und der außerordentliche (x) Strahl. Die Zuordnung nur von diesen Aufzeichnungen her ist meist nicht eindeutig möglich. Aus den ursprünglichen Schrägausbreitungsionogrammen ergab sich in den nachgeprüften Fällen, daß bei fester Frequenz die Phase der Störung beim x-Strahl gegenüber der o-Strahl-Phase verzögert ist - in Übereinstimmung mit Munros Beobachtungen [46,47].

Die Kurvenform bei den Laufzeitbildern ist nicht sinusförmig, sondern mehr sägezahnförmig, wobei die Maxima meist eine spitzere Form als die Minima haben. Wenn eine Asymmetrie innerhalb zweier Maxima vorliegt, ist die Kurve, will man sie mit einem Sägezahn vergleichen, meist fallend, d.h. der abfallende Teil der Kurve ist zeitlich länger. Allgemein soll in dieser Arbeit eine Kurvenform fallend genannt werden, wenn der abfallende Teil den aufsteigenden Teil zeitlich überwiegt. Das Umgekehrte soll auf die sog. steigende Kurvenform zutreffen. Ist weder der abfallende noch der aufsteigende Teil zeitlich deutlich länger, so soll von gleichmäßiger Kurvenform gesprochen werden. Bei den Laufzeitdarstellungen der Abb. 7 ist zu sehen, daß die Kurven meist eine fallende oder gleichmäßige Form haben. Die steigende Kurvenform ist seltener. Steigend sind z.B. die Störungen gegen 17.00 Uhr, ferner der kleine, nach rechts zeigende Sporn um etwa 16.20 Uhr (5,33 MHz). Ein solcher Sporn ist jedoch sehr selten. Die Häufigkeit dieser verschiedenen Kurvenformen wird später noch quantitativ untersucht.

Die Dopplermessungen bei 5,35 MHz zeigen Schwankungen der Größenordnung $\pm$ 0,5 Hz; die bei 7,32 MHz sind manchmal größer. Sie sind ebenfalls quasiperiodisch, meist sägezahnförmig. Die Amplitude der Dopplermessungen stimmt mit Georges' Angaben über ionosphärische Störungen mittlerer Ausdehnung überein (1 Hz Spitze-Spitze [22,23]). Bei dieser Abbildung läßt sich auch leicht sehen, daß die Dopplerbeeinflussung auf die Gruppenlaufzeitberechnung nach (2.8a/b) verschwindend gering ist. Eine Dopplerverschiebung von 1 Hz

ergibt einen Laufwegfehler von 6 km ($\frac{df}{dt}$ = 50 kHz/s), also ein Zehntel der Differenz zwischen zwei dünnen Laufzeitmarkierungen.

In Abb. 8 ist ein Beispiel für Nachtmessungen zu sehen (25./26. Februar 1974). Dargestellt sind drei Gruppenwegaufzeichnungen in 0,5 MHz Abstand, ferner eine Dopplermessung und eine Rauschmessung bei gleicher Frequenz. Die nominelle Bandbreite der einzelnen Filter betrug bei der

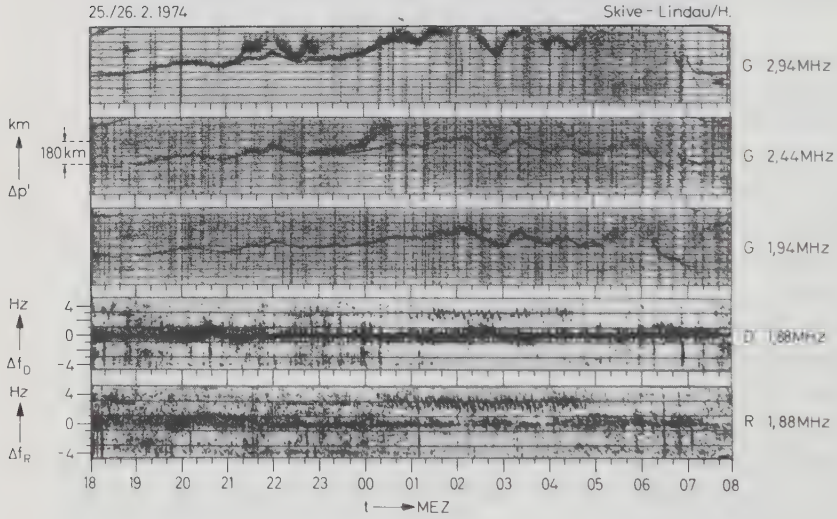


Abb. 8

Typische Laufzeit-, Doppler- und Rauschmessungen des Nachts zwischen Skive/Norddänemark und Lindau/Harz (565 km) am 25./26. Febr. 1974. Abgebildet sind der relative Gruppenweg $\Delta p'$, die Dopplerverschiebung Δf_D und das spektrale Rauschen Δf_R. Rechts ist neben den Kennzeichnungen für Gruppenweg ("G"), Dopplermessung ("D") und Rauschen ("R") die zugehörige Frequenz angegeben. Bei der Laufzeitbestimmung war die Sweepsteilheit 50 kHz/s, die Integrationszeit der Filter 5 s und der Filterabstand 0,2 Hz. Bei der Doppler- und der Rauschmessung betrug die Integrationszeit 10 s und der Filterabstand 0,1 Hz. Der geomagnetische planetarische Index Kp betrug in dreistündlichen Intervallen ab 25.2. 12 h Weltzeit (= 13 h MEZ): 5-6-6-6+ 6o4+4+4+.

Doppler- und der Rauschmessung 0,1 Hz. Die AVR des ZF-Verstärkers hat sich bei der Rauschmessung niedriger als bei der Dopplerаufzeichnung eingeregelt, so daß sich in diesem Beispiel als geeichte Amplitude A_E nach (2.4) beim Rauschen ein im Mittel um rund 10 - 30 dB niedrigerer Wert ergibt (gleiche Stelle wie das Dopplersignal). Das zeigt, daß die Frequenzverschiebung des Maximums bei der Dopplermessung tatsächlich vom Sendesignal und nicht von Störsendern kommt. Daß bei der Rauschaufzeichnung in der Mitte noch ein schwaches durchgehendes Signal zu sehen ist, rührt daher, daß der Integrationszeitraum für das Rauschen noch zu einem Zehntel bis Zwanzigstel das Sendesignal umfaßte. Es gibt andere Messungen, deren Unterschied zwischen Dopplersignal und Rauschen viel größer ist, beispielsweise tags mehr als 50 dB.

Die Laufzeitaufzeichnungen zeigen das gewohnte F-Schicht-Verhalten des Nachts: die Höhe der Schicht nimmt zu. Die ionosphärischen Störungen haben nachts meist größere Perioden. Die Struktur ist nicht so vielfältig wie am Tag. Bei den höheren Übertragungsfrequenzen - zuerst bei der ordentlichen, dann bei der niedrigeren außerordentlichen Komponente - kann man leichtes Spread-F (verwaschene F-Spuren) erkennen. Gegen Morgen ist das "Sonnenaufgangsphänomen" (Dieminger und Plendl [16]) zu beobachten: "Man hat den Eindruck, daß kurz vor Sonnenaufgang die F-Schicht hochgeblasen wird."

Sieht man die Aufzeichnungen der gesamten Meßzeit durch, so ist vom Visuellen her kein Zusammenhang der Störungen mit dem planetarischen Index Kp zu erkennen - wenn man von dem Absinken der kritischen Frequenz der F-Schicht absieht. Tagsüber sind immer, unabhängig von Kp, ionosphärische Störungen vorhanden. Das Tagesbeispiel Abb. 7 (leichte magnetische Unruhe, genaue Werte in der Bildunterschrift) ist genauso typisch für magnetisch ruhige und für stärker gestörte Tage. Die Nacht, deren Messungen in Abb. 8 dargestellt sind, ist magnetisch stärker gestört (Kp um 6, siehe Bildunterschrift); ähnliche Aufzeichnungen erhält man aber auch von magnetisch ruhigen Nächten. Diese Unabhängigkeit von der Magnetik zeigt, daß die hier beobachteten ionosphärischen Störungen im allgemeinen von der Art sind, die in der Einführung Störungen mittlerer Ausdehnung genannt wurden.

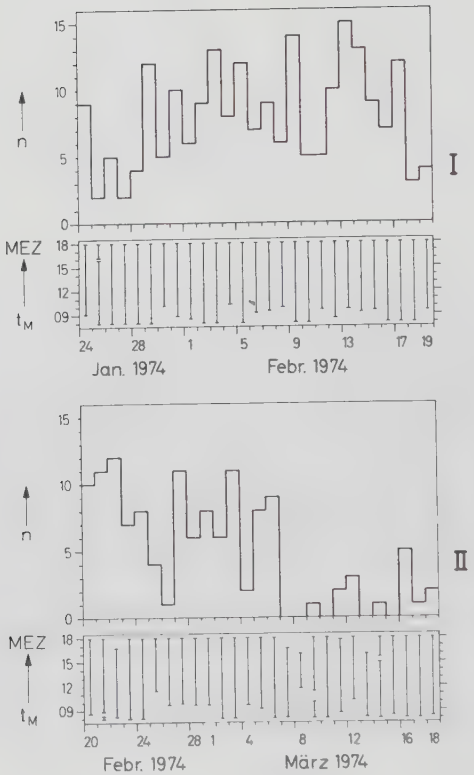


Abb. 9

Häufigkeit n der wandernden ionosphärischen Störungen pro Tag in den beiden 27-Tage-Perioden I (24. Jan. - 19. Febr. 1974) und II (20. Febr. - 18. März 1974), beobachtet bei der Frequenz 6,33 bzw. 6,38 MHz. Gezählt und ausgewertet wurden nur Störungen, denen man eindeutig eine Periode zuordnen konnte. Außerdem ist die Meßzeit t_M für jeden Tag dargestellt. Unterbrechungen von mehr als 10 Minuten Dauer sind angegeben. Die Gesamtzahl der ausgewerteten Störungen betrug in der Periode I 216, im Zeitraum II 129, zusammen also 345.

Zur näheren statistischen Untersuchung der Tagesstörungen wurden Messungen jeweils zwischen 8 und 18 Uhr MEZ herangezogen. Für diese 10 Stunden liefen Meßprogramme, die für Tagesbeobachtungen geeignet waren. Da sich vielleicht ein Trend in dem Beobachtungsmaterial ergeben konnte, wurden zunächst zwei gleich lange, hintereinander liegende Zeiträume gesucht, die ähnliche Meßprogramme und keine ganztägigen Ausfälle hatten. Es ergab sich ein Zeitraum von 54 Tagen, der in zwei 27tägige Perioden aufgeteilt wurde. Der erste Meßzeitraum (24. Jan. - 19. Febr. 1974) wird hier mit I, der zweite (20. Febr. - 18. März 1974) mit II bezeichnet. In Abb. 9 ist die Anzahl der ausgewerteten wandernden ionosphärischen Störungen der F-Schicht pro Tag angegeben. Hierbei wurden nur die Störungen gezählt, denen man deutlich eine Periode zuordnen konnte. Ausgewertet wurden sie bei immer der gleichen Hochfrequenz, und zwar bei 6,33 bzw. (ab 14. März) 6,38 MHz. Im Zeitraum I wurden 216, im Zeitraum II 129, insgesamt also 345 ionosphärische Störungen gezählt.

Wie man aus der Abbildung 9 ersehen kann, variiert die Häufigkeit der Störungen stark. Die niedrige Zahl der Störungen ab 7. März bedeutet nicht unbedingt eine ruhige Ionosphäre, sondern ist teilweise bedingt durch z.B. zu geringe kritische Frequenz der F2-Schicht, unübersichtliche, nicht auswertbare Spuren oder Meßausfall. Die tägliche Meßzeit t_M ist zum Vergleich in der Abbildung angegeben. Munro [49; Fig. 1] zeigt ebenfalls tägliche Häufigkeiten von zwei Monaten, gemessen in Australien. Er bemerkt, daß dabei eine "grobe Periodizität" existiert. Die hier vorliegenden Messungen geben jedoch keinen Hinweis auf eine solche Periodizität. Die durchschnittliche Häufigkeit beträgt in der Meßzeit I 8,0 und in der Meßzeit II 4,8 Störungen pro Tag. Beide Meßzeiträume zusammen ergeben 6,4 Störungen pro Tag. Munro gibt in [49; Fig. 1] auch die tägliche Zahl der bedeutenden Beobachtungen an, gemittelt über jeweils die gleichen Monate 1951 - 1956. Die für uns wichtigen Werte daraus sind in Tab. 2 zusammengestellt. Teilt man die Meßwerte der hier vorliegenden Arbeit monatsmäßig auf, so ergeben sich die ebenfalls in Tab. 2 angegebenen Mittelwerte. Für den Monat März (über 18 Tage gemittelt) ist auch das Mittel ohne die Tage mit 0 Ereignissen aufgeführt. Die eigenen Ergebnisse stimmen in der fallenden Tendenz recht gut, in den Absolutwerten in etwa mit Munro überein, wobei bei jahreszeitlichem Vergleich der Monate (nördlicher März - südlicher September) der Unterschied der Absolutwerte zu Munro kleiner wird.

Tabelle 2

Vergleich der mittleren täglichen Häufigkeiten der beobachteten ionosphärischen Störungen bei Munro [49] (Australien, gemittelt über die gleichen Monate 1951-1956) und bei den eigenen Messungen (Europa, 1974).

Autor	Vergleichskriterium zu den eigenen Meßzeiten	Monat	Häufigkeit pro Tag	Monat	Häufigkeit pro Tag
Munro [49; Fig. 1]	gleichnamige Monate	Febr.	6,7	März	5,6
	Monate gleicher Jahreszeit	Aug.	6,7	Sept.	4,1
Bartning [vorlieg. Arbeit]		Febr.	8,4	März	3,3/4,5*)

*) 1. Zahl: gemittelt über 1. - 18. März;
2. Zahl: gemittelt über gleichen Zeitraum, jedoch ohne die Tage mit 0 Ereignissen.

Ein Zusammenhang der täglichen Häufigkeit mit magnetischen Störungen konnte nicht festgestellt werden. Dazu wurde die Häufigkeit der Störungen gegen den geomagnetischen planetarischen Index Kp aufgetragen, und zwar gegen die Summe der Kp-Werte des gleichen Tages oder auch die nur der ersten Tageshälfte wegen eines eventuellen Verzögerungseffektes. Aus diesen Darstellungen konnte man visuell keine Korrelation ersehen. Daher wurde hier auf eine solche Abbildung verzichtet. Die Länge der beiden Meßzeiträume stimmt zufällig mit der Dauer einer Sonnenrotation überein. Eine Ähnlichkeit zwischen den täglichen Häufigkeitskurven beider Meßperioden in Abb. 9 ist nicht zu erkennen. Wäre das Auftreten dieser ionosphärischen Störungen von der Magnetik abhängig, hätte man eine Ähnlichkeit erwarten können, da die Magnetik sehr stark durch die zur Erde gewandten Sonnenstörungen beeinflußt wird.

Um eine Aussage über die tägliche Verteilung der Häufigkeiten der ausgewerteten ionosphärischen Störungen zu bekommen, ist in Abb. 10 die stündliche Anzahl gegen die Tageszeit für die Meßperioden I und II aufgetragen. In der Meßzeit I sind zwei Maxima zu erkennen, das eine um den lokalen Mittag (gegen 12.20 Uhr MEZ), das andere zwischen 14 und 15 Uhr. Die statistische Menge reicht wohl nicht aus, um das Tal zwischen 13 und 14 Uhr als signifikant bezeichnen zu können. In der Meßzeit II ist ein deutliches Maximum am Nachmittag zu erkennen. Munro [49; Fig. 2] zeigt ebenfalls die

Abb. 10

Häufigkeit n der ausgewerteten wandernden ionosphärischen Störungen pro Stundenintervall für die Meßperioden I und II. Die tägliche Meßzeit ist aus Abb. 9 zu entnehmen.

tägliche Verteilung der ionosphärischen Störungen, über die gleichen Monate über rund drei Jahre gemittelt. Im Winter und Sommer erhält er ein Maximum um die Mittagszeit, während er zu den Äquinoktien zwei erhält. Besonders ausgeprägt und signifikant sind die zwei Maxima - je eines vor und nach dem Mittag - im September. Auf der Nordhalbkugel würde dieser Monat jahreszeitlich dem März entsprechen. In der allerdings nur bis zur Märzmitte reichenden Meßzeit II ist ein solches Verhalten nicht zu sehen. Statt eines Vormittagsmaximums ist ein breites Plateau zu sehen.

In Abb. 11 sind die Perioden der ausgewerteten Störungen für die Meßzeiten I, II und I+II dargestellt (Bartning [8]). Dabei sind die Perioden zu Klassen mit je 5 Minuten Ausdehnung zusammengefaßt. Die niedrigste gemessene Periode ist 10 Minuten, die höchste 115 Minuten (Meßzeit I) bzw. 85 Minuten (Meßzeit II). Der Scheitelwert liegt bei 20 bzw. 25 Minuten, der Medianwert in der Klasse 30 (I, I+II) oder 25 Minuten (II). Die untere Periodengrenze (10 min) stellt ein deutliches Abschneiden dar, sie ist nicht durch die Meßmethode gegeben. Die theoretische Begründung für dieses Abschneiden wird im kommenden Kapitel gegeben (Väisälä-Brunt-Periode als untere Grenze für Schwerewellen). Der Abfall zu höheren Perioden dagegen könnte durchaus langsamer als dargestellt erfolgen, da langperiodische Störungen weniger leicht auf den Aufnahmen zu erkennen sind, zumal ihnen oft kurzperiodische überlagert sind. Diese allgemeine Periodenhäufigkeit stimmt gut mit den Beobachtungen anderer Autoren über die Störungen mittlerer Ausdehnung überein. Herron [27; Fig. 4] zeigt beispielsweise das quadratische Spektrum von Störungen eines Spätnachmittags. Das Maximum liegt hier kurz unter 20 Minuten. Er schreibt, daß die Energiekonzentration im Periodenbereich zwischen 15 und 30 Minuten typisch für seine Tagbeobachtungen ist.

Es wurde versucht, eine tageszeitliche Abhängigkeit der Periodenhäufigkeit zu entdecken. Dazu wurde die Anzahl der Störungen pro Periodenintervall, die in den drei Intervallen 10-12 Uhr, 12-14 Uhr und 14-16 Uhr MEZ auftraten, für die Zeiträume I, II und I+II ermittelt und miteinander verglichen. Es war keine Tendenz zu entdecken, daß es zu bestimmten Tageszeiten bevorzugte Perioden gibt. Daher wurde auf eine Darstellung dieser Kurven verzichtet.

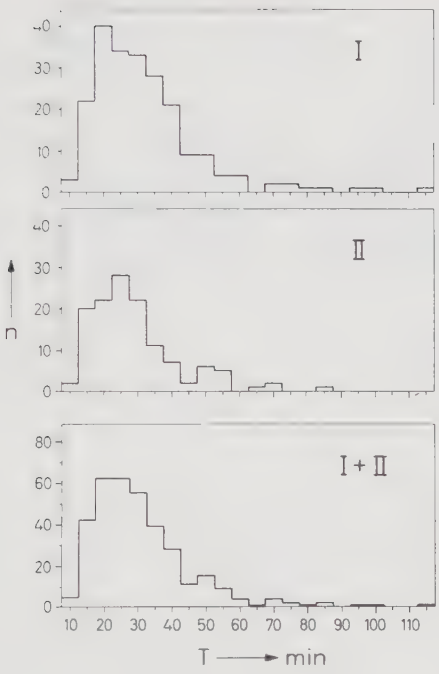


Abb. 11

Häufigkeit n der ausgewerteten wandernden ionosphärischen Störungen pro Periodenintervall für die Meßzeiträume I, II und I+II. Die Perioden sind in Klassen zu je 5 Minuten aufgeteilt, deren Zentralwerte Vielfache von 5 Minuten sind. Der Ordinatenmaßstab für die Meßzeit I+II ist zum besseren Vergleich halbiert.

Die in der Periodenstatistik Abb. 11 dargestellten Störungen wurden nach Gestaltkriterien untersucht (Bartning [8]). Die Kurvenform jeder Störung in der Gruppenwegdarstellung wurde nach dem optischen Eindruck in die vier Klassen "fallend" (f), "gleichmäßig" (g), "steigend" (s) und "nicht entscheidbar" eingeteilt. Die relativen Häufigkeiten der f-, g- und s-Formen sind für die Meßzeiten I, II und I+II in Abb. 12 dargestellt. Bei der niedrigsten und bei höheren Perioden ist die statistische Menge pro Periodenklasse zu gering,

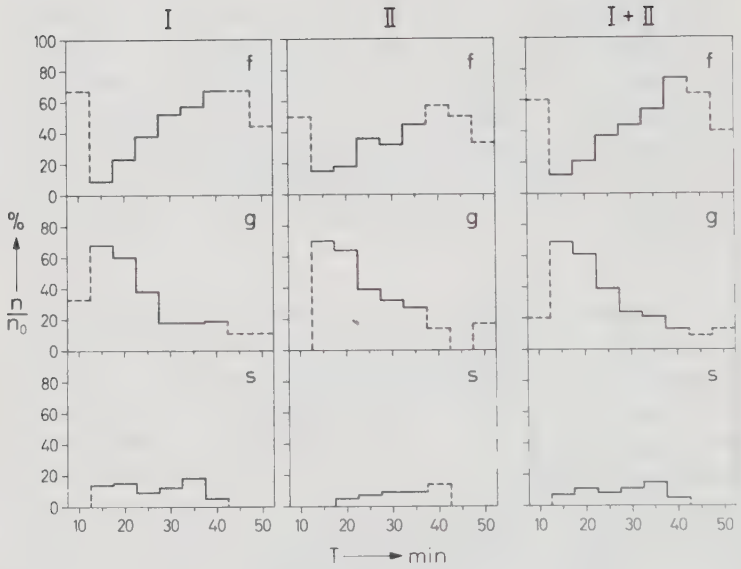


Abb. 12

Relative Häufigkeit $\frac{n}{n_0}$ der wandernden ionosphärischen Störungen pro Periodenintervall mit fallender (f), gleichmäßiger (g) und steigender (s) Kurvenform für die Meßzeiträume I, II und I+II in Abhängigkeit von der Periode T. Als 100%-Bezugswert wurde jeweils die zugehörige Häufigkeit aller ausgewerteten Störungen pro Periodenintervall genommen, d.h. die in Abb. 11 angegebenen Häufigkeit. Die Summe ergibt hier nicht immer 100%, da es auch Störungen gab, denen man zwar eine Periode, aber nicht ein Gestaltkriterium f, g oder s zuordnen konnte. Bei statistisch kleinen Gesamthäufigkeiten in einer Periodenklasse sind die zugehörigen relativen Häufigkeiten gestrichelt dargestellt. Als (etwas willkürliche) Grenze ist dafür bei den Meßzeiten I und II der Wert 10, bei der Summe I+II der Wert 20 gewählt worden.

als daß man dort Aussagen über Tendenzen machen könnte. Die zugehörigen Histogrammteile sind daher gestrichelt gekennzeichnet. Bei den Meßzeiten I und II wurde dafür als (etwas willkürliche) Grenze die Anzahl 10 gewählt, bei der Summe I+II der Wert 20. Der Anteil der steigenden Kurvenform ist

sehr gering (Größenordnung 10%) und ohne starke Periodenabhängigkeit. Bei den Formen "fallend" und "gleichmäßig" läßt sich jedoch eindeutig in beiden Meßzeiten, noch deutlicher in I+II eine Tendenz ablesen: Während die Häufigkeit der fallenden Kurvenform mit der Periode zunimmt, verkleinert sich die der gleichmäßigen. Bei Störungen mit einer Periode von 15 bis 20 Minuten handelt es sich überwiegend (über 60%) um gleichmäßige Kurven; über 60% der 40-min-Störungen haben dagegen eine fallende Laufzeitkurve. Diese Eigenschaften der Laufzeitkurven wird später anhand von Modellrechnungen erklärt.

4. Theorie der atmosphärischen Schwerewellen und der wandernden ionosphärischen Störungen

In diesem Kapitel sollen die theoretischen Grundlagen für das Verständnis der beobachteten ionosphärischen Störungen kurz skizziert werden. Die grundlegende Arbeit für die Erklärung von beobachteten Wellenphänomenen der höheren Atmosphäre war Hines' Veröffentlichung im Jahre 1960 [29]. Er beschreibt Schwingungen des Neutralgases unter dem Einfluß von Druckkräften und der Gravitation. Die Kopplung der Neutralgasschwingungen auf die Ionen und die Elektronen der Ionosphäre wird zum erstenmal ausführlich von Hooke 1968 [31] behandelt. Die so hervorgerufenen Schwankungen in der Dichte der freien Elektronen können mit Hilfe der Radiowellen beobachtet werden. In der F-Schicht sind es die wandernden ionosphärischen Störungen.

Zuerst soll von einem vereinfachten Atmosphärenmodell ausgegangen werden (Hines [29; auch 30]). Die Atmosphäre sei stationär bei Abwesenheit der Schwingungen, isotherm und homogen bezüglich der Zusammensetzung. Die Wellen sollen nur Störgrößen sein; Terme zweiter und höherer Ordnung werden vernachlässigt. Als Kräfte wirken nur Druckgradienten, die konstant angenommene Schwerkraft und die Trägheit. Man geht von folgenden drei Grundgleichungen aus, und zwar der linearisierten Bewegungsgleichung

$$\rho_o \frac{\partial \underline{U}}{\partial t} = \rho \, \underline{g} - \operatorname{grad} p \, , \tag{4.1}$$

der adiabatischen Grundgleichung

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \underline{U} \operatorname{grad} p_o = C^2 \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + \underline{U} \operatorname{grad} \rho_o \right) \tag{4.2}$$

und der Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho_o \underline{U}) = 0 \, . \tag{4.3}$$

Dabei bedeuten:

p_o, ρ_o	ungestörter atmosphärischer Druck und Dichte,
p, ρ	Größen einschließlich Störung,
$\underline{U}$	Störgeschwindigkeit,
$\underline{g}$	Gravitationsbeschleunigung,
C	Schallgeschwindigkeit.

(Unterstreichung einer Größe soll deren Vektor bedeuten.)

Für die Schallgeschwindigkeit gilt folgende Beziehung:

$$C^2 = \gamma \frac{p_o}{\rho_o} \tag{4.4}$$

mit γ Verhältnis der spezifischen Wärmen.

Im statischen Fall folgt aus (4.1) und (4.4)

$$p_o,\ \rho_o \sim e^{-\frac{z}{H}} \tag{4.5}$$

(z vertikale Koordinate, positiv nach oben),

wobei H die Skalenhöhe der Atmosphäre ist:

$$H = \frac{C^2}{\gamma g} \tag{4.6}$$

mit g Betrag der Gravitationsbeschleunigung.

Macht man einen komplexen Wellenansatz der Form

$$p-p_o,\ \rho-\rho_o,\ U_x,\ U_z \sim e^{i(\omega t - K_x x - K_z z)} \tag{4.7}$$

mit

- ω Kreisfrequenz, reell,
- x horizontale Koordinate (entsprechend gewählt, so daß keine y-Abhängigkeit),
- K_x, K_z komplexe Wellenzahlen,
- U_x, U_z Geschwindigkeitskomponenten,

so folgt daraus mit (4.1 bis 3) die Dispersionsgleichung:

$$\omega^4 - \omega^2 C^2 (K_x^2 + K_z^2) + (\gamma-1) g^2 K_x^2 + i\gamma g \omega^2 K_z = 0 \quad . \tag{4.8}$$

Für vernachlässigbare Gravitationsbeschleunigung (g = 0) erhält man die Dispersionsgleichung für Schallwellen mit der Ausbreitungsgeschwindigkeit C:

$$\omega^2 = C^2 (K_x^2 + K_z^2) \quad . \tag{4.9}$$

Die einfachsten Lösungen haben hier sowohl reelles K_x als auch reelles K_z. Für $g \neq 0$ gibt es dagegen keine Lösung mit rein reellem K_x und K_z. Unserem Problem angemessen, soll nach Lösungen gesucht werden, für die K_x reell ist ($K_x = k_x$ mit k_x reell), d.h. Wellen, die sich horizontal ungedämpft ausbreiten. Die Gleichung (4.8) wird übersichtlicher, wenn man setzt:

$$K_z = k_z + \frac{i}{2H} \quad . \tag{4.10}$$

Diese Abspaltung eines imaginären Bestandteils geschieht ohne Beschränkung der Allgemeinheit, da die Größe k_z zunächst noch beliebig komplex sein kann.

Setzt man nun (4.10) in (4.8) ein, so kann die Dispersionsgleichung in der Form geschrieben werden:

$$\left(\frac{\omega_g^2}{\omega^2} - 1\right) k_x^2 - k_z^2 + \frac{\omega^2 - \omega_a^2}{c^2} = 0 \ , \tag{4.11}$$

wobei als Abkürzungen eingeführt sind:

$$\omega_a = \frac{\gamma g}{2c} \tag{4.12}$$

und

$$\omega_g = \frac{\sqrt{\gamma - 1}\, g}{c} \ . \tag{4.13}$$

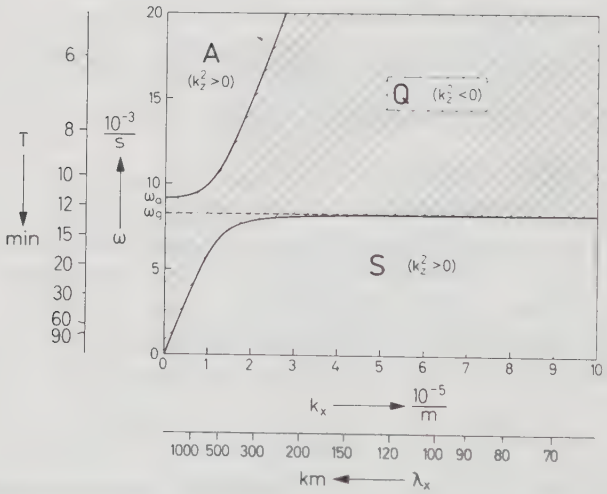


Abb. 13

Lösungsbereiche der Dispersionsgleichung (4.11) in der (k_x,ω)-Ebene, gültig für 200 km Höhe (k_x Horizontalkomponente des Wellenvektors, ω Kreisfrequenz der Welle; ebenso sind die horizontale Wellenlänge λ_x und die Periode T angegeben). Lösungen mit reellem k_z existieren in zwei voneinander getrennten Bereichen: Mit "A" ist der Bereich der akustischen Wellen bezeichnet ($\omega > \omega_a$), mit "S" der Bereich der Schwerewellen ($\omega < \omega_g$). Im schraffierten Bereich ("Q") existieren nur quergedämpfte Wellen mit rein imaginärem k_z. Die drei Bereiche werden durch die Kurven für $k_z = 0$ getrennt.
Diese Kurven wurden nach der Gleichung (4.11) mit den für 200 km Höhe gültigen Werten für g (rund 9,2 m/s^2) und H (rund 38,6 km) gemäß dem mittleren Atmosphärenmodell CIRA 1972 [12] berechnet. Als Wert für γ wurde 1,4 gewählt. Diese Werte ergeben für die zu ω_a gehörige Periode 11,5 min, für die zu ω_g gehörige Periode 12,7 min und für die Schallgeschwindigkeit 705 m/s.

Da k_x reell ist, folgt aus (4.11), daß auch k_z^2 reell sein muß, d.h. k_z ist entweder selbst reell oder rein imaginär. Im ersten Fall ist k_z die vertikale reelle Wellenzahl; der Imaginärteil von K_z in (4.10) gibt ein exponentielles Wachstum der Amplitude nach oben an. Im zweiten Fall ist auch K_z rein imaginär; es handelt sich um quergedämpfte Wellen ohne Ausbreitung in z-Richtung.

Da Gleichung (4.11) in ω biquadratisch ist, gibt es für jedes Paar (k_x,k_z) zwei verschiedene Lösungen für ω^2 bzw. ω (Beschränkung auf positives ω), wobei für die eine $\omega>\omega_a$ und für die andere $\omega<\omega_g$ gilt. Da γ notwendig kleiner

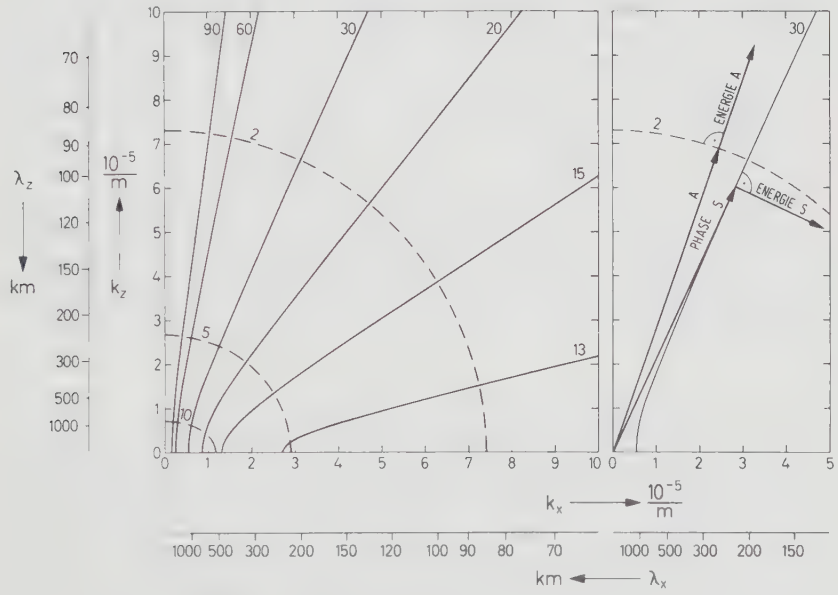


Abb. 14

Linien gleicher Frequenz für akustische Schwerewellen in der (k_x,k_z)-Ebene, gültig für 200 km Höhe (k_x und k_z Horizontal- und Vertikalkomponente des Wellenvektors; angegeben sind auch die zugehörigen Wellenlängen λ_x und λ_z). Die Zahlen geben die zugehörige Periode in Minuten an. Die gestrichelten Kurven gehören zum Bereich der akustischen Wellen, die durchgezogenen zu dem der Schwerewellen. Im rechten Teil sind als Beispiel die Phasenausbreitungsrichtungen für eine akustische ("A") und für eine Schwerewelle ("S") dargestellt, ebenso die zugehörigen Energieflußrichtungen.
Die Kurven wurden nach der Gleichung (4.11) mit den gleichen Atmosphärendaten wie bei Abb. 13 für die Höhe 200 km berechnet (Darstellung ähnlich Hines [29]).

als 2 ist, gilt $\omega_g < \omega_a$. Abb. 13 veranschaulicht die Lösungsbereiche, wie sie in 200 km Höhe über dem Erdboden existieren (berechnet nach den Daten des mittleren Atmosphärenmodells CIRA 1972 [12]). In der (k_x,ω)-Ebene sind die Linien für $k_z = 0$ eingetragen, die die Ebene in drei Bereiche aufteilen. Der mit "A" bezeichnete Bereich enthält Lösungen mit Frequenzen $\omega > \omega_a$. Die zugehörigen Wellen werden akustische Wellen genannt. Im mit "S" bezeichneten Bereich gibt es nur Wellen mit $\omega < \omega_g$; dieses sind die sogenannten Schwerewellen. Die Namen akustische und Schwerewellen sind etwas irreführend, da in beiden Bereichen sowohl Druck- als auch Gravitationskräfte eine Rolle spielen. Der schraffierte Bereich ("Q") enthält die quergedämpften Wellen ($k_z^2 < 0$). Die Frequenz ω_a bedeutet die akustische Abschneidefrequenz, mit der die Atmosphäre als Ganzes schwingen kann. Die sogenannte Väisälä-Brunt-Frequenz ω_g ist die Frequenz, mit der ein begrenztes Luftpaket schwingt, wenn es zuvor in der Höhe verschoben und dadurch aus dem Gleichgewicht gebracht wurde. Bei der Erdatmosphäre liegen die zu ω_a und ω_g gehörigen Perioden allgemein zwischen 5 und 20 min. Will man die quergedämpften Wellen und die mit komplexem K_x in die Betrachtung einschließen, kann man die sonst getrennten Bereiche als Teile einer größeren Klasse, nämlich der sogenannten Schall- und Schwerewellen, ansehen.

In Abb. 14 ist die Dispersionsgleichung (4.11) in anderer Weise veranschaulicht, ebenfalls für die Höhe 200 km. Im linken Teil der Abbildung sind Linien gleicher Frequenz in der k-Ebene dargestellt. Die Zahlen bedeuten die zugehörige Periode in Minuten. Da die Funktion in k_x und k_z quadratisch ist, genügt das Bild des ersten Quadranten. Die anderen Quadranten ergeben sich durch Achsenspiegelungen. Die gestrichelt gezeichneten Ellipsen stellen die akustischen Wellen, die durchgezogenen Hyperbeln die Schwerewellen dar. Zu einem (k_x,k_z)-Paar gehören, wie schon oben gesagt, zwei Wellen aus je einem der beiden Schwingungsbereiche. Die Richtung der Phasenausbreitung wird durch die Richtung des k-Vektors dargestellt (s. rechten Teil der Abbildung). Der Energiefluß jedoch ist parallel zum Vektor der Gruppengeschwindigkeit $\underline{v}_{Gr} = \mathrm{grad}_k\, \omega$ (grad_k = Gradient im k-Raum). Er steht daher senkrecht auf den Linien $\omega = \mathrm{const}$ in Richtung auf wachsendes ω bzw. fallende Periode. Bei den akustischen Wellen breitet sich die Energie annähernd parallel zur

Phasengeschwindigkeit aus, und zwar mit um so kleinerer Richtungsdifferenz, je höher die Frequenz wird (Schallwellen). Bei den Schwerewellen jedoch kann die Energieflußrichtung beträchtlich von der Phasenausbreitungsrichtung abweichen, sie können fast senkrecht aufeinander stehen. Die horizontale Komponente bleibt dabei im Richtungssinn erhalten, dagegen kehrt sich die vertikale um. Dieses deutet auf eine zunächst überraschende Eigenschaft der Schwerewellen hin: Wenn beispielsweise die Phase der Welle nach oben läuft, breitet sich die Energie nach unten aus - und umgekehrt. Da bei den wandernden ionosphärischen Störungen die Phase von oben nach unten läuft - dieses wurde immer wieder von anderen Autoren und auch bei den Messungen der vorliegenden Arbeit beobachtet -, muß sich demnach die Energie von Höhen unterhalb der F-Schicht nach oben ausbreiten. Daher ist die Annahme von wellenerzeugenden Quellen in der unteren Atmosphäre nicht im Widerspruch zu den beobachteten vertikalen Phasenlaufrichtungen.

Aus den Grundgleichungen (4.1 bis 3) mit dem Ansatz (4.7) kann man errechnen, daß die Schall- und Schwerewellen weder reine transversale noch longitudinale Schwingungen sind. Bei höherfrequenten akustischen Wellen findet man näherungsweise longitudinale Wellen vor, bei langperiodischen Schwerewellen praktisch Transversalwellen.

Es soll nun die reale Atmosphäre betrachtet werden (Hines [30]). Da die Temperatur höhenabhängig ist, ist die Forderung der Isothermie nicht mehr gültig. Obige Gleichungen gelten deswegen nicht mehr streng. Nimmt man vereinfacht eine Folge von isothermen Schichten an, so sind als Grenzbedingungen ω und k_x konstant, während k_z und damit die vertikale Wellenlänge unstetig variieren. Dadurch gibt es an den Schichtgrenzen Beugung und partielle Reflexion. Wird k_z in einer bestimmten Schicht und darüber rein imaginär, so geschieht Totalreflexion. Zusammen mit einer anderen total reflektierenden Schicht (z.B. auch Erdboden) ist eine Wellenleitung möglich. Bei unvollständiger Wellenleitung, die beispielsweise durch die Mesosphäre ermöglicht wird, nimmt die Energie der Welle horizontal ab. Die nach oben entweichende Energie kann Wellen in ionosphärischen Höhen verursachen. Friedman [21] beschreibt verschiedene Wellenleitungsmoden in einer thermisch geschichteten Atmosphäre. Francis [20] wendet dagegen ein Modell einer realistischen, Energie absorbierenden Atmosphäre an, wodurch besonders die oberen atmosphärischen Moden verändert werden.

Horizontale Hintergrundwinde beeinflussen ebenfalls die Eigenschaften der Schwerewellen. In einem Vielschichtenmodell mit jeweils konstantem Wind in jeder Schicht verlangen die Grenzbedingungen, daß ω entsprechend der jeweiligen Windgeschwindigkeit eine unstetige Dopplerverschiebung erfährt. Bei kontinuierlicher Windvariation mit der Höhe erscheinen neue Terme in der Dispersionsgleichung. Durch die Winde wird eine Anisotropie in Hinsicht auf die horizontale Ausbreitungsrichtung bewirkt. Es können Richtungsfilterungen auftreten.

In der höheren Atmosphäre werden Viskosität und Wärmeleitfähigkeit bedeutend. Dadurch wird den Wellen Energie entzogen, die Amplitude wächst in vertikaler Richtung nicht mehr exponentiell, was sie sonst nach (4.10) und (4.7) tun würde. Die Energie wird in Wärme umgewandelt. Dadurch geschieht eine teilweise beträchtliche Aufheizung der Thermosphäre. Dieses weisen numerische Rechnungen von Klostermeyer [41] nach. Ähnlich wird die Sonnenkorona durch die Energie von Schwerewellen, die von der Photosphäre kommen, aufgeheizt. Schwerewellen in der Erdatmosphäre verlieren auch dadurch Energie, daß sie elektrische Ströme beim Durchqueren der Ionosphäre induzieren. Dabei hängt der Verlust stark von der Lage der Wellenausbreitungsrichtung zum Magnetfeld ab, da sich Ionen und Elektronen im wesentlichen nur parallel zum Magnetfeld bewegen können.

Die obigen Gleichungen wurden linear angesetzt, quadratische und höhere Terme wurden vernachlässigt. Wenn die Amplitude der Schwerewelle nach oben hin zunimmt, kann die Welle in sehr großen Höhen oft nicht mehr als Störgröße betrachtet werden; es ergeben sich dann nichtlineare Effekte.

Die Schwerewellen sind wellenförmige Bewegungen des Neutralgases. Mit den Radiobeobachtungsmethoden werden jedoch Schwankungen in der Dichte der freien Elektronen erfaßt. Daher soll nun die Kopplung der Neutralgasbewegungen auf die der Elektronen dargestellt werden. Die Elektronendichte in der Ionosphäre gehorcht der Kontinuitätsgleichung ([59], dort ältere Literatur)

$$\frac{\partial N}{\partial t} = Q - L - M \quad . \tag{4.14}$$

Hierbei bedeuten N die Elektronenanzahldichte, Q die Produktionsrate pro Volumeneinheit, L die chemische Verlustrate pro Volumeneinheit und M die Transporteffekte.

Die Elektronenproduktion kann in verschiedener Weise durch die Schwerewellen beeinflußt werden (Hooke [31]). Zum einen werden die örtlichen Dichten der ionisierbaren Atome und Moleküle verändert, was sich direkt in der Produktionsrate auswirkt. Zum andern wird der Fluß der ionisierenden Strahlung durch Absorption in den darüberliegenden Schichten verändert. Dieser zweite Effekt wird erst dort wichtig, wo bereits ein beträchtlicher Teil der Strahlung absorbiert ist, da dann die Änderungen bedeutender werden. Dieses ist in der unteren F-Schicht der Fall, z.B. in Höhe der F1-Schicht. Der Einfluß ist am größten, wenn die Strahlung parallel zu den Wellenfronten einfällt. Dadurch ist die ionosphärische Reaktion auf Schwerewellen in der unteren Ionosphäre sehr anisotrop. Tägliche und jahreszeitliche Häufigkeiten werden dadurch beeinflußt.

Die Änderung der chemischen Verlustrate ist ebenfalls nur in der unteren F-Region wichtig (Hooke [31]). In größeren Höhen ist die Lebensdauer von O^+, dem dort wichtigsten Ionenbestandteil, lang gegen die Perioden der Schwerewellen. Welleninduzierte Änderungen des Rekombinations- und des Anlagerungskoeffizienten haben dort nur geringen Einfluß. In Höhe der F1-Schicht ist der Einfluß jedoch größer; er muß dort bei Kopplungsberechnungen berücksichtigt werden.

Die durch Schwerewellen verursachten Änderungen des Transportterms sind insbesondere im Gebiet der oberen F-Schicht wichtig. Er besteht dort aus zwei Anteilen, und zwar dem dynamischen und dem Diffusionsanteil. Zunächst soll der dynamische Anteil (Hooke [31]) erläutert werden. Er beschreibt die Bewegungsreaktion der Elektronen auf die Bewegung des Neutralgases. Da in der F-Schicht die Ionengyrofrequenz groß ist gegen die Ionen-Neutralgas-Stoßfrequenz und die Frequenz der Schwerewellen, können sich die Ionen nur parallel zum Erdmagnetfeld bewegen. Die Ionen reagieren also nur auf den Geschwindigkeitsanteil der Neutralgasschwingung, der feldparallel liegt. Die Ionen ihrerseits reißen durch Coulombwechselwirkung die Elektronen mit. Dieser Effekt ist für die höhere F-Schicht sehr bedeutend. Er kann bewirken, daß Schwerewellen mittlerer Amplitude (Neutralgasgeschwindigkeiten in der Größenordnung 20 m/s) ionosphärische Störungen beträchtlicher Größe hervorrufen. Hooke [31] gibt eine Gleichung für die Elektronenstördichte an, die für das Gebiet des F2-Maximums und darüber gilt:

$$i\omega \cdot N_1 = -(\underline{U} \cdot \underline{1}_B)(\underline{1}_B \cdot \text{grad } N_o) - N_o \cdot \text{div}((\underline{U} \cdot \underline{1}_B)\underline{1}_B) \qquad (4.15)$$

mit N_1 Abweichung der Elektronendichte vom ungestörten Wert,

N_o ungestörte Elektronendichte,

$\underline{1}_B$ Einheitsvektor in Richtung des Erdmagnetfeldes.

Der erste Summand dieser Gleichung besagt, daß die Neutralgasbewegung parallel zum Magnetfeld die Ionisation an einem Punkt zu einem Nachbarpunkt auf derselben Feldlinie verschiebt. Bei unterschiedlicher Elektronendichte wird die Elektronendichte an einem Punkt durch die eines Nachbarpunkts ersetzt. Der zweite Summand beschreibt die tatsächliche Verdichtung oder Verdünnung der Elektronen durch die Divergenz der Neutralgasbewegung parallel zum Feld.

Der andere Teil des Transportterms, der Diffusionsanteil, kann in der oberen F-Schicht von der gleichen Größenordnung werden wie der dynamische Anteil. Berechnungen von Testud und François [56] zeigen, daß bei Berücksichtigung der Diffusion wesentlich bessere Übereinstimmung mit gemessenen relativen Störamplituden der Elektronendichte erzielt werden kann. Auch die Phasenbeziehungen zwischen Neutralgasbewegung und Elektronenstördichte werden stark von der Diffusion beeinflußt (gleiche Arbeit [56] und Clark, Yeh und Liu [11]). In der letzteren Arbeit [11] wird ferner gezeigt, daß die Linearisierung bei der Beschreibung der Elektronenstördichte manchmal nicht erlaubt ist, da Wellen im Neutralgas von Störgrößenordnung (kleiner als 10%) bei ionosphärischen Parametern große Schwankungen (größer als 10%) bewirken können.

Die bisher zitierten Autoren behandelten die ionosphärische Reaktion auf die Schwerewellen in zwei getrennten Schritten: Sie gaben zuerst die Bewegung des Neutralgases vor und berechneten dann die Kopplung auf die Ionen bzw. Elektronen. Da die Ionen in F-Schicht-Höhe nur parallel zum Magnetfeld schwingen können, hemmen sie ihrerseits wieder die Bewegung des Neutralgases. Dieses wird berücksichtigt, indem man gekoppelte Gleichungssysteme einführt. Klostermeyer [39,38,40] behandelte das Problem der Schwerewellenausbreitung in dieser gekoppelten Form unter Berücksichtigung der Höhenabhängigkeit von Temperatur und Winden, der Corioliskräfte, der Viskosität, der Wärmeleitfähigkeit und des dynamischen Transportterms. Er fand meist gute Übereinstimmung mit Elektronendichtestörungen, die durch Senkrechtlotungen oder inkohärente Streuung gemessen wurden.

5. Modellrechnungen zu den ionosphärischen Störungen

5.1. Programm zur numerischen Strahlwegberechnung

Die allgemeine Strahlwegberechnung

Für die Modellrechnungen stand uns von Jones und Stephenson [33] ein Strahlberechnungsprogramm zur Verfügung. Es berechnet Ausbreitungswege von Radiowellen durch ein anisotropes Medium, dessen Brechungsindex sich kontinuierlich in drei Dimensionen verändert. Einzugeben sind Senderort und -höhe, Richtung der Abstrahlung (Erhebungswinkel, Azimut), Ionosphärenmodell (in Ort- und Zeitabhängigkeit), evtl. Magnetfeld- und Elektronenstoßmodell, Frequenz des Strahls, die Höhe des Empfängers und die maximale Anzahl der Halbsprünge, bis zu der gerechnet werden soll. Das Programm berechnet den Strahlweg im dreidimensionalen Raum. Dabei können neben dem Gruppenweg auch Phasenweg, Absorption, Dopplerverschiebung und geometrische Weglänge bestimmt werden.

Das Programm berechnet den Strahlweg, indem es sechs Differentialgleichungen numerisch integriert. Diese Gleichungen sind ähnlich denen von Haselgrove [26]. Sie lauten [33], wenn man - wie immer in der vorliegenden Arbeit - ohne Elektronenstöße, d.h. ohne Absorption, rechnet und daher nur reelle Größen benötigt:

$$\frac{dr}{dp'} = \frac{V_r - n \frac{\partial n}{\partial V_r}}{nn'} \tag{5.1}$$

$$\frac{d\theta}{dp'} = \frac{V_\theta - n \frac{\partial n}{\partial V_\theta}}{nn'r} \tag{5.2}$$

$$\frac{d\varphi}{dp'} = \frac{V_\varphi - n \frac{\partial n}{\partial V_\varphi}}{nn'r \sin\theta} \tag{5.3}$$

$$\frac{dV_r}{dp'} = \frac{1}{n'} \frac{\partial n}{\partial r} + V_\theta \frac{d\theta}{dp'} + V_\varphi \sin\vartheta \frac{d\varphi}{dp'} \tag{5.4}$$

$$\frac{dV_\theta}{dp'} = \frac{1}{r}\left[\frac{1}{n'} \frac{\partial n}{\partial \theta} - V_\theta \frac{dr}{dp'} + rV_\varphi \cos\theta \frac{d\varphi}{dp'}\right] \tag{5.5}$$

$$\frac{dV_\varphi}{dp'} = \frac{1}{r \sin\theta}\left[\frac{1}{n'} \frac{\partial n}{\partial \varphi} - V_\varphi \sin\theta \frac{dr}{dp'} - rV_\varphi \cos\theta \frac{d\vartheta}{dp'}\right] \tag{5.6}$$

Dabei bedeuten:

r, θ, φ	sphärische Koordinaten eines Punktes auf dem Strahlweg (r = 0 Erdmittelpunkt, θ Winkel, vom Pol gerechnet),
V_r, V_θ, V_φ	Komponenten der Wellennormale in r-, θ- und φ-Richtung mit der Normierung $V_r^2 + V_\vartheta^2 + V_\varphi^2 = n^2$,
n	Phasenbrechungsindex,
n'	Gruppenbrechungsindex ($= n + f \frac{dn}{df}$, f Frequenz),
p'	Gruppenweg als unabhängige Integrationsvariable, definiert als

$$p' = \int_{\text{Strahlweg}} n' \cos\alpha \, ds \tag{5.7}$$

mit s geometrische Weglänge und α Winkel zwischen Wellennormaler und Strahlrichtung.

Die Integration der Gleichungen (5.1 bis 3) ergibt den Ort des Strahls in Kugelordinaten, während die Integration von (5.4 bis 6) die Komponenten der Wellennormale ergibt. Die Dopplerverschiebung Δf_D berechnet man durch Integration der Gleichung

$$\frac{d\Delta f_D}{dp'} = - \frac{f}{c} \frac{\frac{\partial n}{\partial p'}}{n'} \tag{5.8}$$

mit c Vakuumlichtgeschwindigkeit.

Die Anwendung der Strahlentheorie im Gegensatz zur allgemeineren, aber mathematisch komplizierteren Wellentheorie ist gerechtfertigt, da sich bei den angewendeten Ionosphärenmodellen der Brechungsindex über die Strecke einer Strahlwellenlänge nur wenig ändert. Den Brechungsindex berechnet das Programm nach der Appleton-Lassen-Formel (z.B. in Kelso [36; S. 128], dort Appleton-Hartree-Gleichung genannt).

Das Rechenprogramm ist sehr universell angelegt. Die charakterisierenden Modelle - das Ionosphärenmodell mit eventuellem Störmodell, ferner, falls erwünscht, das Magnetfeld- und das Elektronenstoßmodell - werden als Unterprogramme eingefügt. Daher können sie je nach Erfordernissen variiert oder ausgetauscht werden, ohne daß andere Programmteile verändert werden müssen.

Die Integrationsgenauigkeit kann verändert werden. Für die meisten Fälle erwies sich eine relative Genauigkeit von 10^{-4} pro Integrationsschritt als ausreichend. Kriterium dafür war die Stetigkeit der Reichweite, der Dopplerverschiebung und des Gruppenweges bis zum ersten Auftreffen auf dem Boden gegenüber kleinen Erhebungswinkeländerungen.

Programme zur Zielfindung

Das Originalprogramm zur Strahlwegberechnung enthält nicht die Möglichkeit der Zielfindung ("homing in"). Es berechnet den Strahlweg bei gegebenen Anfangsparametern und hört nach Erreichen der gewünschten Sprungzahl in der Empfängerhöhe (hier immer Erdboden) auf. Welcher Erhebungswinkel und welcher Azimut am Sender einen Strahl charakterisieren, der nah genug am Empfängerort auftritt, muß außerhalb des Programms bestimmt werden. Daher wurde das Originalprogramm als Unterprogramm mit variablen Eingangsparametern formuliert, welches von einem Hauptprogramm aufgerufen werden kann, in dem die Zielfindung geschieht.

Zur Zielfindung wurden zwei verschiedene Iterationsprogramme entwickelt. Sind aufgrund der gewählten Modelle und der Abstrahlrichtungen die Seitenabweichungen des Strahls vernachlässigbar, so braucht nur der Erhebungswinkel verändert zu werden, bis man den richtigen Zielpunkt, den Empfängerort, trifft. Es genügt eine eindimensionale Iteration. Bei größeren Seitenabweichungen muß außerdem der Azimut variiert werden; dann ist es notwendig, daß die Iteration in zwei Dimensionen geschieht. Beide Programme können außerdem eine relative Feldstärke am Empfängerort bestimmen. Dabei werden allerdings nur die optische Entfernungsverdünnung, ferner die Fokussierung und Defokussierung durch die Ionosphäre berücksichtigt, nicht jedoch eine eventuelle Absorption, ebenso nicht der Einfluß von Sende- und Empfangsantennencharakteristiken.

Das eindimensionale Iterationsprogramm berechnet zunächst Strahlen, die zu mehreren Erhebungswinkeln am Senderort gehören. Deren Reichweite vergleicht

es mit der Sollreichweite, der Großkreisentfernung des Empfängers. Wird sie gekreuzt, so werden zu den beiden Nachbarstrahlen - je einer mit einer Reichweite größer und kleiner als das Ziel - vier Strahlen berechnet, deren Erhebungswinkel äquidistant dazwischen liegen. Dieses Verfahren wird so lange wiederholt, bis entweder die Reichweitendifferenz kleiner als eine wählbare Grenze wird oder bis eine wählbare maximale Anzahl Iterationen erreicht ist. Mehrfache Kreuzungen der Sollreichweite werden berücksichtigt. Im allgemeinen genügten bei den Rechnungen etwa drei Iterationen, wenn die anfängliche Erhebungswinkelschrittweite 2^{o}, die Sollreichweite 565 km (Skive/Norddänemark - Lindau/Harz) und die Genauigkeitsgrenze 0,5 km waren. Als relatives Maß für die Feldstärke wird der reziproke, senkrecht zueinander gemessene Abstand zweier benachbarter Strahlen am Empfängerort genommen, normiert auf eine Erhebungswinkeldifferenz am Sender von $\frac{1}{100}$ Grad. Der Nullpunkt der logarithmischen Skala ist willkürlich so gewählt, daß 0 dB Feldstärke 1 km Strahlabstand bedeutet.

Das zweidimensionale Iterationsprogramm berechnet zunächst eine zweiparametrige Schar von Strahlen (Variation des Erhebungswinkels und des Azimuts am Senderort). Es entsteht ein Netz von Auftreffpunkten, die in der Nähe des Empfängers liegen sollten. Die Auftreffpunkte ergeben ein Wertefeld der zweidimensionalen Übertragungsfunktion Ü

$$(R,AG) = Ü(ES,AS),$$

wobei bedeuten:

R	Reichweite des Strahls (Großkreisentfernung des Auftreffpunktes),
AG	Azimut des Großkreises vom Sender zum Auftreffpunkt,
ES	Erhebungswinkel des Strahls am Senderort,
AS	Azimut des Strahls am Senderort.

Gesucht ist das eventuell mehrdeutige Urbild des Sollwerts:

$$(ES_o,AS_o) = Ü^{-1}(R_o,AG_o)$$

mit R_o,AG_o Sollwerte (Ort des Empfängers als Ziel).

Um den Rechenzeitaufwand nicht zu hoch zu machen, wurde folgendes Verfahren entwickelt: Es werden zunächst immer vier benachbarte Wertepaare aus dem (ES,AS)-Netz genommen, und zwar eine Kombination aus Werten mit der Differenz

einer Schrittweite. Dabei wird untersucht, ob der Zielpunkt, der Empfänger, innerhalb des von den zugehörigen vier Auftreffpunkten (R,AG) aufgespannten Vierecks liegt. Falls ja, wird die Umkehrabbildung $\ddot{U}^{-1}$ linear angesetzt: Ein Näherungswert (ES'_o,AS'_o) wird mit linearer Ausgleichsrechnung aus den vier Auftreffpunkten berechnet. Liegt $\ddot{U}(ES'_o,AS'_o)$ noch nicht nahe genug am Ziel, so legt man um (ES'_o,AS'_o) ein kleineres Viereck und berechnet die zugehörigen Auftreffpunkte. Jetzt wird ein neuer Näherungswert (ES''_o,AS''_o) bestimmt. Dieses Verfahren wird fortgesetzt, bis entweder das Genauigkeitskriterium erfüllt ist oder eine wählbare maximale Anzahl von Iterationen erreicht ist.

Die Konvergenz des Verfahrens ist teilweise sehr gut; manchmal ist schon der erste oder zweite Näherungswert genau genug (Anfangsschrittweiten in ES und AS ein bis mehrere Grad, R_o = 565 km, Genauigkeit sowohl in Reichweite als auch im Azimut, als Strecke senkrecht zum Großkreis gemessen, 0,5 km). Bei kritischen Übertragungsfunktionen, wenn z.B. der Strahl am Empfängerort nahe einer Richtungsumkehr bezüglich Reichweite und/oder Großkreisazimut ist, ist die Konvergenz natürlicherweise weniger gut. Abhilfe schafft ein dichteres Anfangsnetz von (ES,AS). Mehrdeutigkeiten der Umkehrabbildung $\ddot{U}^{-1}$ innerhalb eines Vierecks werden mit diesem Verfahren nicht erfaßt. Werden sie erwartet, so wählt man das Anfangsnetz (ES,AS) so dicht, daß pro Viereck nicht mehr als eine Lösung vermutet wird.

Zur Feldstärkebestimmung können zusätzlich zum Zielstrahl zwei weitere Strahlen berechnet werden, die zusammen im Raumwinkel um den Sender ein Quadrat aufspannen. Die reziproke, senkrecht zu den Strahlen stehende Fläche des Parallelogramms, das die drei Strahlen am Empfängerort aufspannen, ist ein Maß für die Feldstärke.

5.2. Allgemeine Rechenergebnisse

In diesem Abschnitt soll gezeigt werden, welche allgemeinen Ergebnisse Strahlwegberechnungen für die Strecke Skive/Norddänemark - Lindau/Harz zeigen. Dabei soll insbesondere der Einfluß einiger Parameter auf die Form der Gruppenwegkurven untersucht werden. Ein Teil dieser Ergebnisse ist bereits bei Bartning [8] beschrieben.

Für die ungestörte F2-Schicht wurde als Modell das sog. α-Chapman-Profil gewählt (z.B. Kelso [36;Kap. 3-3]):

$$N_o = N_m \cdot \exp\left[\frac{1}{2}\left(1-h'-\exp(-h')\right)\right] \qquad (5.9)$$

$$\text{mit} \quad h' = \frac{h-h_m}{H_{Ch}} .$$

Dabei bedeuten: N_o Elektronenanzahldichte (ungestört),

N_m maximale Elektronendichte,

h' normierte Höhe für die Berechnung der Chapmanschicht (dimensionslos),

h Höhe über dem Erdboden,

h_m Höhe des Elektronendichtemaximums,

H_{Ch} Skalenhöhe der Chapmanschicht.

In Abb. 15 sind zwei Chapmanschichten mit verschiedenen Skalenhöhen dargestellt. Als Abszisse ist neben der Elektronendichte N auch die zugehörige

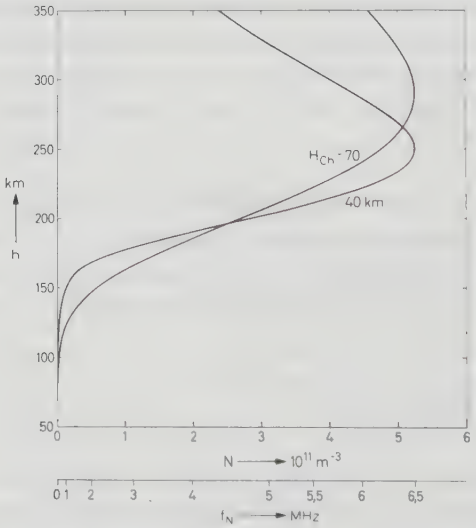


Abb. 15

Profile zweier ungestörter α-Chapman-Schichten mit unterschiedlicher Skalenhöhe H_{Ch}. Die kritische Frequenz beträgt 6,5 MHz; die Schichthöhe ist entsprechend Tab. 3 angepaßt. Als Abszisse sind die Elektronenanzahldichte N und die gemäß Gleichung (5.10) zugehörige Plasmafrequenz f_N angegeben.

(Elektronen-)Plasmafrequenz f_N angegeben (MSKA-Begriffssystem):

$$f_N = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{Ne^2}{\varepsilon_o m}} \qquad (5.10)$$

mit N (lokale) Elektronenanzahldichte,
e Elementarladung,
ε_o Influenzkonstante,
m Elektronenmasse.

Die Elektronenplasmafrequenz ist die Frequenz, mit der die Elektronen als starre Gesamtheit ohne Phasenausbreitung in einem Plasma schwingen können. Sie ist proportional der Wurzel aus der Elektronendichte. Die Theorie von Plasmen zeigt, daß sich elektromagnetische Wellen nur dort in einem Plasma ausbreiten können, wo die lokale Plasmafrequenz kleiner als die Wellenfrequenz ist. Wie schon in der Einführung erwähnt, werden elektromagnetische Wellen bei senkrechtem Einfall in ein geschichtetes Plasma mit ansteigender Elektronendichte an der Stelle reflektiert, an der ihre Frequenz mit der lokalen Plasmafrequenz übereinstimmt.

Bei den Modellrechnungen stellte sich heraus, daß der Elektronendichtegradient in der Gegend der Reflexion eine entscheidende Rolle für die Form der Gruppenwegkurve spielt. Daher wird die Skalenhöhe der Chapmanschicht H_{Ch} (und damit die Schichtdicke) häufig als Scharparameter auftreten. Um besser vergleichbare Ergebnisse zu erhalten, wurde dabei die Höhe des Schichtmaximums h_m jeweils so angepaßt, daß die Reflexionshöhe der Radiowelle für einen Ausbreitungsweg zwischen dem Sender und Empfänger der Meßstrecke mit genau einer ionosphärischen Reflexion bei ungestörter Ionosphäre konstant blieb. Als gleich bleibende Reflexionshöhe wurde hier der Wert von rund 188 km gewählt. Der dritte Parameter der Chapmanschicht, der Wert des Elektronendichtemaximums, wurde hierbei unverändert gelassen. Für die kritische Frequenz f_c (= $f_N(h_m)$) wurde der Wert 6,5 MHz angesetzt, ein typischer Tageswert der F2-Schicht für die Meßperiode. Da die Abstrahlwinkel bei verschiedenen Schichtdicken unterschiedlich sind, bedeutet die Forderung des konstanten Reflexionsniveaus nur in grober Näherung, daß in 188 km Höhe die Elektronendichte gleich bleibt. Die Schichthöhe bei den Chapmanprofilen in Abb. 15 ist schon entsprechend gewählt worden.

Für manche Rechnungen ist der Einfluß einer zweiten, unter dem F2-Maximum liegenden Schicht wichtig (E-Schicht oder F1-Schicht). Auch sie wird als

Chapmanschicht angesetzt. Die Gleichung für das Doppelschichtsystem lautet:

$$N_o = N_m \cdot \exp\left[\frac{1}{2}\left(1-h'-\exp(-h')\right)\right] + \\ + N_{m1} \cdot \exp\left[\frac{1}{2}\left(1-h_1'-\exp(-h_1')\right)\right] \qquad (5.11)$$

$$\text{mit } h_1' = \frac{h-h_{m1}}{H_{Ch1}} .$$

Dabei soll der Index 1 die Größen für die untere Schicht bezeichnen. Die Bedeutung der Namen ist entsprechend den Größen in (5.9).

Um die Veränderung der Ionosphäre durch die wandernden ionosphärischen Störungen zu beschreiben, wurden Störmodelle, die die Elektronendichte relativ veränderten, entsprechend folgendem Ansatz gewählt:

$$N = N_o\,(1 + \Delta) \qquad (5.12)$$

mit N gestörte Elektronendichte und
Δ relative Störung.

Am häufigsten wird in der vorliegenden Arbeit das folgende Störmodell angewendet:

$$\Delta(t,x,h) = \delta \cdot \exp\left[-\left(\frac{h-h_o}{H_{St}}\right)^2\right] \cos\, 2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda_x} + K(h)\right) . \qquad (5.13)$$

Dabei bedeuten:

t	Zeit,
x	horizontale Koordinate,
δ	maximale relative Störamplitude,
h_o	Höhe, in der die relative Störamplitude maximal wird,
H_{St}	Skalenhöhe der Störung,
T	Periode der Störwelle,
λ_x	horizontale Störwelle,
$K(h)$	Funktion für die senkrechte Phasenvariation.

Die Vorzeichen in dieser Gleichung sind so gewählt, daß eine Welle beschrieben wird, die sich horizontal in positiver x-Richtung ($\lambda_x > 0$) und vertikal von oben nach unten ausbreitet (K(h) streng monoton steigend).

Eine Gaußsche Amplitudenabhängigkeit von der Höhe wurde wie bei Georges [22; auch bei 24] gewählt, um den Effekt des exponentiellen Wachstums mit der Höhe und die Dämpfungsprozesse in größerer Höhe auf einfache Weise nachzuahmen. Bei Testud und François [56] geben die Berechnungen im für uns wichtigen Bereich eine ähnliche Kurve; ebenso deuten ihre Meßergebnisse ein Maximum der relativen Störamplitude mit Abfall nach oben und unten an.

Die einfachste Form der Funktion für die senkrechte Phasenausbreitung ist

$$K(h) = \frac{h}{\lambda_z} = \frac{k_z}{2\pi} \cdot h \qquad (5.14)$$

(λ_z senkrechte konstante Wellenlänge,
k_z senkrechte Wellenzahl).

Bei einer nichtisothermen Atmosphäre ist bei gegebener Wellenperiode T (bzw. Kreisfrequenz ω) und horizontaler Wellenlänge λ_x (bzw. k_x) die senkrechte Wellenlänge λ_z (oder k_z) in (4.11) bei atmosphärischen Schwerewellen höhenabhängig, da ω_a und ω_g wegen der Schallgeschwindigkeitsänderung variieren. Statt (5.14) gilt dann z.B.

$$K(h) = \int_0^h \frac{dz}{\lambda_z(z)} = \frac{1}{2\pi} \int_0^h k_z(z)dz \qquad (5.15)$$

mit z senkrechte Integrationsvariable.

Bei den meisten der beschriebenen Modellrechnungen wurde die Gleichung (5.15) in Zusammenhang mit (5.12 und 13) angewandt. Hierbei wurde für $\lambda_z(h)$ jedoch nicht die Gleichung (4.11) genommen, sondern es wurde eine für den nichtisothermen Fall verallgemeinerte Formel verwendet. Ein Rechenprogramm von Klostermeyer [42], das die Neutralgasdaten aus den 1966 U.S. Standard Atmosphere Supplements benutzte, wurde als Unterprogramm in das Strahlwegberechnungsprogramm eingebaut. Es berechnet $\lambda_z(h)$ bei gegebener Periode und horizontaler Wellenlänge. Die anderen Eingangsparameter für die ungestörte Thermosphäre wurden nach [39;Tab.1] mit einer exosphärischen Temperatur von 1000 K gewählt und nicht verändert. Da eine Variation der senkrechten Wellenlänge in Gebieten sehr kleiner Elektronen-

dichte keinen Einfluß auf die Strahlwegberechnungen hat, konnte diese Wellenlänge unterhalb von 120 km, der Grenze des Atmosphärenmodells, konstant gelassen werden. Ließe man statt dessen die Wellenlänge im gesamten Höhenbereich konstant, und zwar ungefähr auf dem Wert, den sie in der Reflexionshöhe der Radiowellen hätte (bei gegebenem T und λ_x), so hätte dieses keinen großen Einfluß auf die Rechenergebnisse. Trotzdem wurde bei den meisten der folgenden Rechnungen die variable senkrechte Wellenlänge beibehalten.

Wie später an einem Beispiel gezeigt wird, hängen die Gruppenweg- und Dopplerkurven bei dem gewählten Modell nur wenig von der Ausbreitungsrichtung der Störungen ab. Um das schnellere eindimensionale Zielfindungsprogramm anwenden zu können, wurden die Ortskoordinaten in Gleichung (5.13) so gewählt, daß die Störungen Richtung Süden wanderten. Da der Ausbreitungsweg zwischen Sender und Empfänger ebenfalls etwa in Nord-Süd-Richtung lag, waren hierbei die Azimutabweichungen (Abweichung der Strahlprojektionen vom Großkreis) zu vernachlässigen. Eine der bei den Rechnungen gebrauchten Störwellenlängen ergab sich aus einem Auswertungsbeispiel (19. März 1974): Periode 28 min; mit mittlerer horizontaler Phasengeschwindigkeit 100 m/s (Herron und Donn [28; Fig. 3]) ergibt sich eine Störwellenlänge von 168 km. Herron [27; Fig. 4] gibt eine etwas größere Wellenlänge für die Periode 28 bzw. 30 min an: etwa 220 km. Deswegen werden auch noch Rechenergebnisse mit darüber liegender Wellenlänge (300 km) gezeigt.

Zunächst soll ein ausführliches Beispiel von Strahlwegberechnungen gezeigt werden. In der Abb. 16 sind Berechnungen mit ionosphärischen Störungen einer horizontalen Wellenlänge λ_x von 168 km und einer Periode T von 30 min gezeigt. Als Abszisse ist die relative Zeit $\frac{t}{T}$, d.h. die Zeit in Einheiten der Wellenperiode, angegeben. Der Scharparameter ist die Skalenhöhe der Chapman-Schicht, die zwischen 80 km (sehr dicke Schicht, kleiner Elektronendichtegradient) und 30 km (dünne Schicht, großer Gradient) variiert. Die Kennzeichnung - s. oberen Bildrand - ist so gewählt, daß die durchgezogenen Kurven jeweils zu den Extrema der Skalenhöhe (80 und 30 km) gehören. Die Höhe des ungestörten Schichtmaximums ist, wie schon vorher erwähnt, so angepaßt, daß der Strahl bei ungestörter Ionosphäre in konstanter wahrer Höhe reflektiert wird. Die genauen (H_{Ch},h_m)-

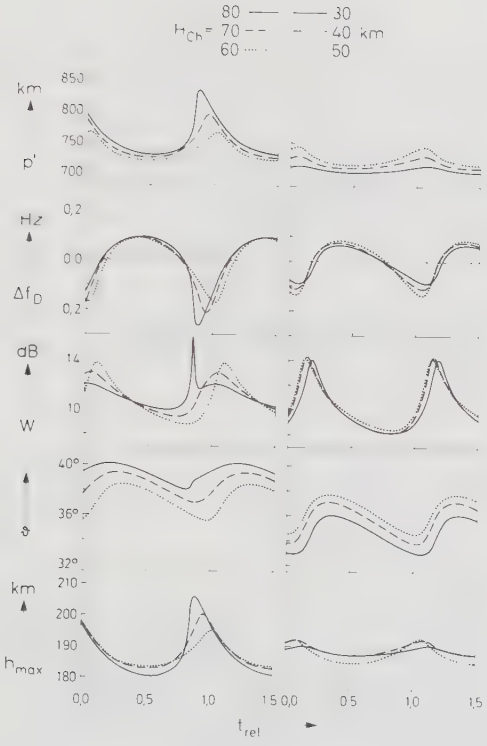


Abb. 16

Ausführliches Beispiel von Strahlwegberechnungen zwischen Skive/Norddänemark und Lindau/Harz. Angegeben sind der Gruppenweg p', die Dopplerverschiebung Δf_D, die Feldstärke W, der Erhebungswinkel ϑ der Strahlen am Sender und die Reflexionshöhe h_{max} in Abhängigkeit von der relativen Zeit $t_{rel} = t/T$ (T Periode der Störwelle). Die Kennzeichnung des Scharparameters Skalenhöhe der Chapman-Schicht H_{Ch} ist am oberen Bildrand angegeben. Die Höhe des ungestörten Schichtmaximums ist entsprechend Tab. 3 angepaßt. Die Radiofrequenz ist 6,38 MHz; die relative Amplitude der Störung beträgt maximal 10%, die horizontale Wellenlänge 168 km bei einer Periode von 30 min. Die zugehörige senkrechte Wellenlänge wird durch die Kurve a in Abb. 18 dargestellt. Die übrigen Parameter zu diesen Berechnungen sind aus Tab. 4, Strahlenschar 1, zu entnehmen.

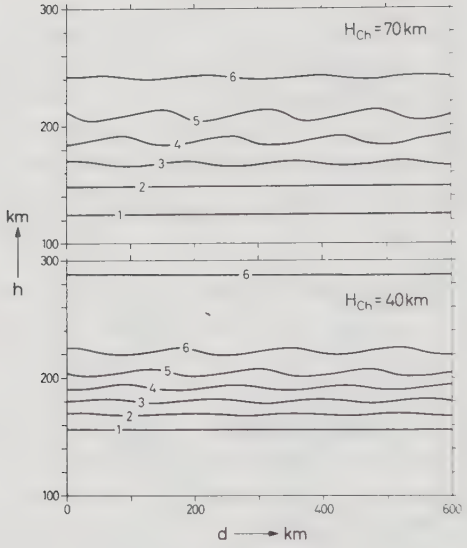


Abb. 17

Gestörte Ionosphärenprofile bei zwei Chapman-Skalenhöhen H_{Ch} zur Zeit $t_{rel} = 0$. Als Abszisse ist der Abstand d vom Sender in Richtung auf den Empfänger (bei d = 565 km) angegeben. Gezeichnet sind die Linien gleicher Elektronendichte; die angegebenen Zahlen bedeuten die zugehörige Plasmafrequenz in MHz. Die Modellparameter sind die gleichen wie in Abb. 16 bzw. Tab. 4, Schar 1. Die zugehörigen ungestörten Schichtprofile sind in Abb. 15 gezeigt.

Wertepaare sind in Tab. 3 (S. 62) aufgelistet. Als maximale Störamplitude δ wurde hier 10% gewählt. Die Höhe h_o dieses Störmaximums wurde der besseren Vergleichbarkeit wegen auf das Reflexionsniveau 188 km gelegt. Die zugehörige senkrechte Wellenlänge $\lambda_z(h)$ ist in Abb. 18 (S. 62) dargestellt (Kurve a). Eine Zusammenstellung der genauen Modellparameter ist in Tab. 4 (S. 63), Strahlenschar 1, angegeben. Gerechnet wurde hierbei ohne Berücksichtigung eines Magnetfeldeinflusses. Die zugehörige gestörte Ionosphäre für zwei der Skalenhöhen wird in Abb. 17 gezeigt. Die angegebenen Linien sind Linien gleicher Elektronendichte, die Zahlen geben die zugehörige Plasmafrequenz in MHz an.

Beim Gruppenweg p' in Abb. 16 fallen zwei Eigenschaften auf. Beim Übergang von großer zu kleiner Chapman-Skalenhöhe ändert sich die Kurvenform. Bei kleinem Elektronendichtegradienten (große Skalenhöhe) ist sie fallend, bei steilem Dichteanstieg (kleines H_{Ch}) ist sie steigend. (Die Begriffe der fallenden, gleichmäßigen und steigenden Kurvenform sind in Kap. 3 definiert worden.) Da die Beeinflussung des Strahls durch die Gruppenretardierung in der Gegend der Reflexion am größten ist, kann man allgemein sagen: Eine Verringerung der Steigung der Elektronendichte in Reflexionshöhe verändert eine Gruppenwegkurve mehr in Richtung einer fallenden Kurvenform; umgekehrt bewirkt eine Vergrößerung des Elektronendichtegradienten, daß die Kurve mehr die Tendenz zur steigenden Form bekommt. Diese hier vielleicht sehr weit erscheinende Verallgemeinerung wird später noch weiter belegt werden.

Zweitens fällt auf, daß die Gruppenwegamplitude beim Übergang von großer zu kleiner Skalenhöhe kleiner wird. Das ist auch sehr leicht einzusehen. Die Laufzeitänderungen werden zum großen Teil durch die Änderung der Reflexionshöhe verursacht. Die Reflexion geschieht in erster grober Näherung - bei gegebener Strahlfrequenz und Sender-Empfänger-Geometrie - in der Höhe einer bestimmten Elektronendichte. Bei großer Schichtskalenhöhe, d.h. bei flachem Ansteigen der Elektronendichte, ist die Höhenvariation dieser bestimmten Elektronendichte größer. Bei steilem Schichtanstieg kann die Reflexionshöhenänderung dagegen nicht so groß sein. Genau dieses Verhalten zeigt auch die Rechnung. In der gleichen Abb. 16 ist auch die maximale Höhe h_{max} der Strahlen wiedergegeben. Ein Vergleich der Kurvenform und der Variation dieser Reflexionshöhe mit dem Gruppenwegverlauf zeigt starke Ähnlichkeiten.

Die Amplitude der Dopplerverschiebung Δf_D (Abb. 16) beträgt bei großen Skalenhöhen hier bis rund 0,2 Hz (negativer Teil), bei kleineren nur rund 0,1 Hz. Bei dem gewählten Modell ist die Form der Kurven ähnlich dem an der Zeitachse gespiegelten Gruppenweg.

Bei der relativen Feldstärke W sind neben der optischen Entfernungsverdünnung nur die Fokussierung und Defokussierung, nicht aber Absorptionseffekte berücksichtigt, wie bei der Beschreibung des Rechenprogramms erwähnt wurde. Abgesehen von dem spitzen Maximum bei der Kurve zur Skalenhöhe 80 km

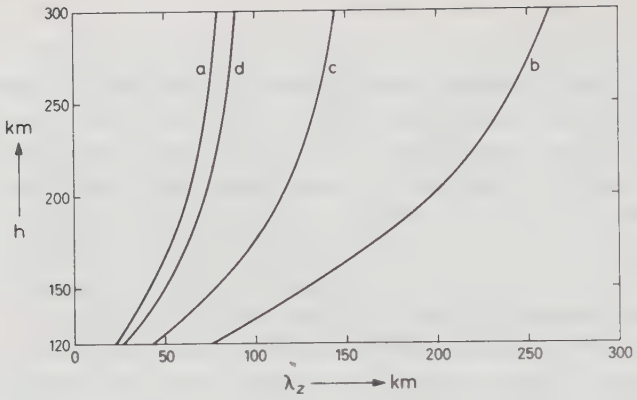


Abb. 18

Die senkrechte Wellenlänge von wandernden ionosphärischen Störungen in Abhängigkeit von der Höhe. Kurve a gehört zu Störungen mit einer horizontalen Wellenlänge λ_x = 168 km und einer Periode T = 30 min; die Kurven b, c und d haben als Parameter (λ_x, T) = (300 km, 20 min), (300 km, 30 min) und (300 km, 45 min). Die Nummern der Abbildungen, die die zugehörigen Modellrechnungen zeigen, sind in Tab. 4 angegeben.

Tabelle 3

Gewählte Werte für h_m (Höhe des ungestörten Schichtmaximums über dem Boden) in Abhängigkeit von H_{Ch} (Skalenhöhe der Chapman-Schicht). Sie wurden aus der Bedingung abgeleitet, daß die wahre Reflexionshöhe der Radiowelle für die Ein-Sprung-Ausbreitung auf der Meßstrecke bei ungestörter Ionosphäre rund 188 km beträgt.

H_{Ch}/km	h_m/km
80	302,3
70	290,2
60	276,5
50	263,0
40	250,0
30	234,8

Tabelle 4

Parameter für die Strahlwegberechnungen in Abb. 16 und 19-23

Strahlenschar Nr.	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Sender - Empfänger	Skive/Norddänemark - Lindau/Harz, 565 km Großkreisentfernung, Richtung 173° (s. Tab. 1)									
Frequenz der Radiowelle /MHz	6,38									
Ungestörte Ionosphäre										
Modell	Gleichung (5.9)									
f_c /MHz	6,5									
h_m /km	variabel, s. Tab. 3									290,2
H_{Cn} /km	variabel, s. Tab. 3									70
Störung der Ionosphäre										
Modell	Gleichungen (5.12,13,15)									
Wanderrichtung der Störungen (= x-Richtung)	180° (Richtung Süden)									variabel
h_o /km	188	188	188	188	188	150	230	188	188	188
H_{St} /km	35	35	35	35	35	50/35*)	35/50*)	35	35	35
δ	0,1	0,3	0,1	0,3	0,5	0,3	0,3	0,1	0,1	0,1
λ_x /km	168	168	300	300	300	300	300	300	300	168
T /min	30	30	30	30	30	30	30	20	45	30
$\lambda_z(h)$: dargestellt in Abb. 18 mit dem Buchstaben	a	a	c	c	c	c	c	b	d	a
Magnetfeldmodell	kein Magnetfeld									
Iteration zur Zielfindung	eindimensional									zweidim.
Darstellung in Abbildung	16 und 19 links	19 rechts	20 links, 22 Mitte	20 Mitte	20 rechts	21 links	21 rechts	22 links	22 rechts	23

*) verschiedenes H_{St} für oben und unten: 1. Wert für $h \geq h_o$, 2. Wert für $h < h_o$.

geschieht bei dem hier gewählten Modell im abfallenden Teil der Gruppenwegkurve eine Fokussierung, während zeitlich davor eine Feldstärkeverringerung auftritt. Das spitze Maximum bei der Kurve mit H_{Ch} = 80 km zeigt eine zeitlich sehr kurze, zusätzliche Fokussierung, die oft bei sehr starken Gruppenwegänderungen (nahezu senkrechte Steigung) auftritt.

Der Erhebungswinkel ϑ der Strahlen am Sender ist ebenfalls in Abb. 16 dargestellt. Der Auftreffwinkel am Empfänger verläuft etwa gegensinnig dazu. Daß die Senderwinkel zu kleineren Skalenhöhen hin niedriger werden, hängt mit der Forderung nach konstanter Reflexionshöhe bei ungestörter Ionosphäre zusammen. Bei flachem Schichtanstieg (großer Skalenhöhe) ist der Weg durch die Ionosphäre länger, daher muß der Abstrahlwinkel größer sein, damit der Empfängerort getroffen wird.

Nun soll untersucht werden, wie sich die Variation einiger Parameter auf die Form der Gruppenwegkurvenschar auswirkt. Zunächst soll die maximale Störamplitude δ variiert werden. Dazu sind in Abb. 19, linker Teil, die schon bekannten Gruppenwegkurven mit den gleichen Parametern wie Abb. 16 dargestellt. Rechts ist die Störamplitude auf 30% erhöht worden (genaue Werte s. Tab. 4, Schar 2). Die Gruppenwegvariation wird größer; jetzt ergeben sich für bestimmte Zeiten schon Mehrdeutigkeiten, es gibt manchmal mehrere Wege verschiedener Laufzeit mit genau einer F-Reflexion. Bei großen Skalenhöhen vergrößert sich die fallende Tendenz, die Kurve schlägt nach links über. Bei kleinen Skalenhöhen schlägt sie nach rechts über; es entsteht ein kleiner Sporn. Hier ist die Kurve im angezeigten Bereich noch geschlossen, da die Variation des Gruppenweges wegen des steileren Schichtanstiegs klein ist. Zur Feldstärke (Fokussierung, Defokussierung) läßt sich folgendes bei diesen Kurven sagen: Geht man auf den Kurven vom zunächst eindeutigen Teil in Richtung auf wachsende Zeit, so wird der Strahl im anschließenden Kurventeil (mehrdeutige Stelle) defokussiert; in den aufstrebenden Spitzen bei nach links geneigten Formen (große Skalenhöhe) ist die linke Kurve diejenige mit der geringeren Feldstärke, bei den nach rechts geneigten Formen ist es der obere Kurventeil.

Vergrößert man bei gleicher Periode die horizontale Wellenlänge der

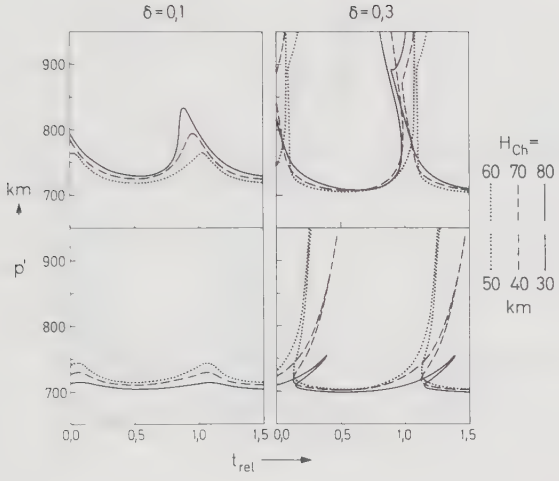


Abb. 19

Abhängigkeit der Gruppenwegkurven $p'(t_{rel})$ von der maximalen relativen Störamplitude δ bei konstanter horizontaler Wellenlänge (168 km) und Periode (30 min). Der Scharparameter ist die Skalenhöhe der Chapman-Schicht H_{Ch}, deren Kennzeichnungen am rechten Bildrand angegeben sind, mit entsprechend angepaßter Höhe des Schichtmaximums (Tab. 3). Die Kurve a in Abb. 18 stellt die zur Störung gehörige höhenabhängige senkrechte Wellenlänge dar. Die weiteren Parameter, die zu den Berechnungen für diese Abbildung gehören, sind aus Tab. 4, Schar 1 (δ = 0,1) und 2 (δ = 0,3), zu entnehmen.

Störung auf 300 km, so erhält man die Gruppenwegkurven von Abb. 20. Die maximale Störamplitude δ beträgt hier 10, 30 und 50%. Die zugehörige $\lambda_z(h)$-Kurve ist in Abb. 18 mit c bezeichnet, die genauen Rechendaten sind aus Tab. 4, Schar 3-5, zu entnehmen. Auch bei dieser Wellenlänge neigen die zu flachem Schichtanstieg gehörigen Kurven mehr zur fallenden, die anderen mehr zur steigenden Form. Eine Vergrößerung der Störamplitude verstärkt die jeweilige Tendenz bis zum Überschlagen. Vergleicht man diese Kurven mit der Abb. 19 (Wellenlänge kürzer), so sieht man, daß zum Überschlagen bei der größeren Wellenlänge eine höhere Störamplitude nötig ist. Ganz grob könnte man die zu δ = 0,5 gehörige Kurve (λ_x = 300 km, Abb. 20)

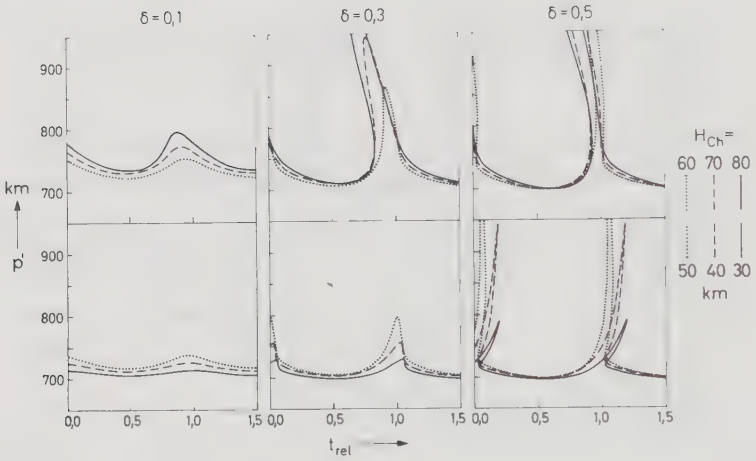


Abb. 20

Gruppenwegkurven bei unterschiedlicher maximaler Störamplitude δ mit konstanter horizontaler Wellenlänge (300 km) und Periode (30 min). Die zugehörige höhenabhängige Wellenlänge der Störung ist durch die Kurve c in Abb. 18 dargestellt. Die übrigen zu den Rechnungen gehörigen Parameter sind aus Tab. 4, Schar 3 (δ = 0,1), 4 (δ = 0,3) und 5 (δ = 0,5), zu entnehmen.

mit der zu δ = 0,3 gehörigen der Wellenlänge λ_x = 168 km (Abb. 19) vergleichen. In der Feldstärke gilt bei größeren Wellenlängen das gleiche wie vorher: in den überschlagenden Teilen ist der linke (frühere) Kurvenabschnitt schwächer.

Überschlagende Kurven werden auch bei anderen Autoren beschrieben. Davies und Jones [14] zeigen Dopplermessungen von ionosphärischen Störungen, die durch Unwetter verursacht wurden (Perioden der Größenordnung mehrere Minuten). Die Kurven haben oft die Form überschlagender Wellenzüge. Röttger [52] erhielt bei seinen Strahlwegberechnungen ebenfalls überschlagende Gruppenwegkurven.

Bei der nächsten Darstellung, Abb. 21, ist die Höhe geändert, in der die Störamplitude maximal wird. Im linken Teil ist die maximale Störung in 150 km Höhe, im rechten Teil bei 230 km. Im ersten Fall nimmt die Störamplitude in

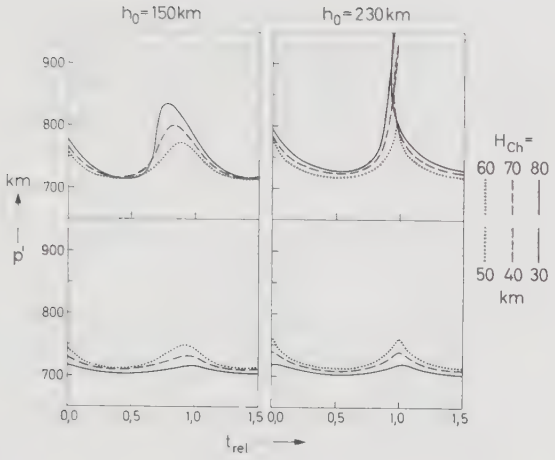


Abb. 21

Gruppenwegkurven mit unterschiedlichem h_o, der Höhe, in der die relative Störamplitude ihr Maximum hat. Bei der linken Abbildung ist die maximale Störung in der Höhe h_o = 150 km, bei der rechten in der Höhe 230 km. Die Störamplitude nimmt im ersten Fall in Reflexionshöhe (ungestört: 188 km) nach oben ab, im zweiten Fall zu. Die Störamplitude beträgt maximal 30%, d.h. in 188 km Höhe 17% bzw. 15%. Die waagerechte Wellenlänge beträgt 300 km, die Periode 30 min; die höhenabhängige senkrechte Wellenlänge ist durch die Kurve c in Abb. 18 dargestellt. Weitere Rechenparameter s. Tab. 4, Schar 6 (h_o = 150 km) und 7 (h_o = 230 km).

der Gegend der Strahlreflexion mit der Höhe ab, im zweiten Fall zu. Die Störamplitude (maximal 30%) ist in 188 km Höhe (dort Reflexion, wenn keine Störung) bei beiden Fällen etwa gleich; sie beträgt 17 bzw. 15%. Die dazu vergleichbare Kurve mit Störmaximum in Reflexionshöhe läge zwischen den Darstellungen für δ = 0,1 und 0,3 der Abb. 20. Eine nach oben steigende Störamplitude bewirkt verständlicherweise eine Vergrößerung der Gruppenwegvariation; die Kurve wird spitzer. Beim Vergleich der Kurvenformen erkennt man bei der nach oben abnehmenden Amplitude eine leichte Tendenz in Richtung auf fallende Form.

Bei Veränderung der Periode mit sonst gleichbleibenden Parametern (λ_x = 300 km, δ = 0,1) erhält man Kurven, die in Abb. 22 gezeigt sind. Die mittlere Kurvenschar ist die gleiche wie in Abb. 20 links. Die Periode ist von 30 min auf 20 min (linker Teil von Abb. 22) verkleinert bzw. auf 45 min (rechts) erhöht worden. Auffällig ist beim Vergleich, daß sich der Formtyp der Gruppenwegkurven verändert. Dieser Effekt ist

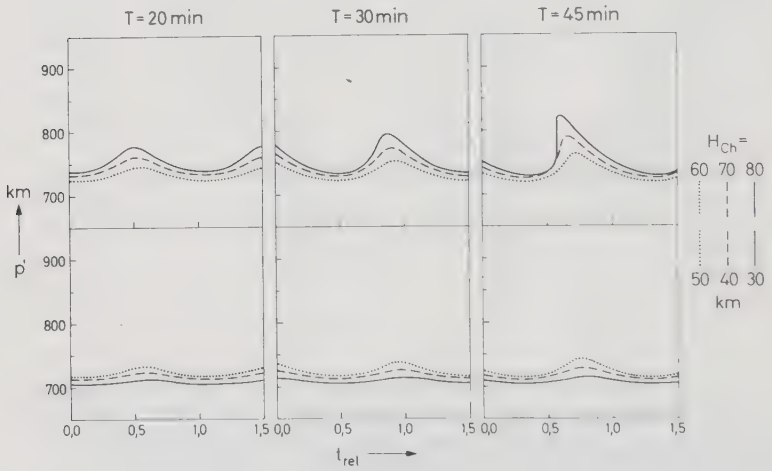


Abb. 22

Periodenabhängigkeit der Gruppenwegkurven bei konstanter horizontaler Wellenlänge (300 km) und maximaler Störamplitude (10%). Die jeweils zugehörigen senkrechten Wellenlängen sind in Abb. 18, Kurven b, c und d, dargestellt. Die weiteren Parameter zur Berechnung sind der Tab. 4, Schar 8 (T = 20 min), 3 (T = 30 min) und 9 (T = 45 min), zu entnehmen.

hier bei den größeren Skalenhöhen deutlich zu sehen. Bei kleiner Periode (20 min) würde man die Kurvenform gleichmäßig nennen, bei etwas größerer Periode (30 min) ist sie leicht fallend geworden. Die zur Periode 45 min gehörige Darstellung zeigt deutlich fallende Kurvenformen. Hieraus läßt sich schließen, daß bei größeren Perioden die fallenden Kurvenformen, bei

kleineren die gleichmäßigen (oder auch steigenden) Formen vorherrschen. Genau dieses war auch bei den Beobachtungen zu sehen. Bei der Beschreibung der eigenen Messungen wurde in Abb. 12 (S. 38) gezeigt, daß die Häufigkeit der fallenden Kurvenform mit der Periode zunimmt, die der gleichmäßigen abnimmt. Die hier dargestellten Modellrechnungen zeigen das gleiche Verhalten. Auch wenn man berücksichtigt, daß die mittlere Störwellenlänge mit der Periode wächst (z.B. Herron [27; Fig. 4]), bleibt dieser Effekt bestehen; er wird nur etwas verringert. Vergleicht man beispielsweise Kurven größerer Periode und Wellenlänge (T = 45 min, λ_x = 300 km in Abb. 22 rechts) mit Kurven kleinerer Periode und Wellenlänge (T = 30 min, λ_x = 168 km, Abb. 19 links), so zeigen die Kurven zur größeren Periode immer noch stärker die Tendenz zur fallenden Form, obwohl diese Wellenlängenvariation beträchtlich größer als die zugehörige mittlere Änderung ist.

Alle bisherigen Rechnungen ließen die ionosphärischen Störungen nach Süden laufen. Nun soll der Einfluß der Richtungsänderung der Störungen bei festliegendem Sender-Empfänger-System untersucht werden. Da jetzt die Seitenabweichungen der Strahlen groß werden konnten, wurde das zweidimensionale Zielfindungsprogramm angewendet. Das Störmodell war - bis auf die Richtungsänderung - das gleiche wie bei der ausführlichen Abbildung 16 (und auch Abb. 19 links). Jetzt wurde allerdings mit nur einer Schichtdicke gerechnet, um einen Überblick über die Variationen zu bekommen. Dabei wurde eine größere Skalenhöhe der Chapman-Schicht (H_{Ch} = 70 km) gewählt, damit die Gruppenwegvariationen größer sind. Das Ergebnis der Berechnungen des Gruppenweges und der Dopplerverschiebung ist in Abb. 23 dargestellt. Die Kompaßrose in der Bildmitte zeigt jeweils die Himmelsrichtung an (bezeichnet in Grad von Nord über Ost), in die die Störungen laufen, die in den zugehörigen Diagrammen gezeigt werden. Die Sender-Empfänger-Richtung (173°) ist durch den Pfeil mit dem Buchstaben "E" gekennzeichnet. Beim Vergleich dieser acht Bilder fällt auf, daß die Kurvenform gar nicht durch die Richtung beeinflußt wird. Sogar die Amplitude der Gruppenweg- oder der Dopplervariation ist fast gleich. (Die unterschiedliche Phase in den Diagrammen ist bedeutungslos, da sie von der willkürlichen Wahl des Koordinaten-Nullpunkts in der Winkelfunktion abhängt.) Die Dopplerverschiebung ist bei diesem Modell den Gruppenwegbildern etwa in Gegenphase. Untersucht man die Amplitude der Variationen etwas genauer, so sieht man, daß sie in den Richtungen quer zur Sender-Empfänger-Richtung etwas größer wird.

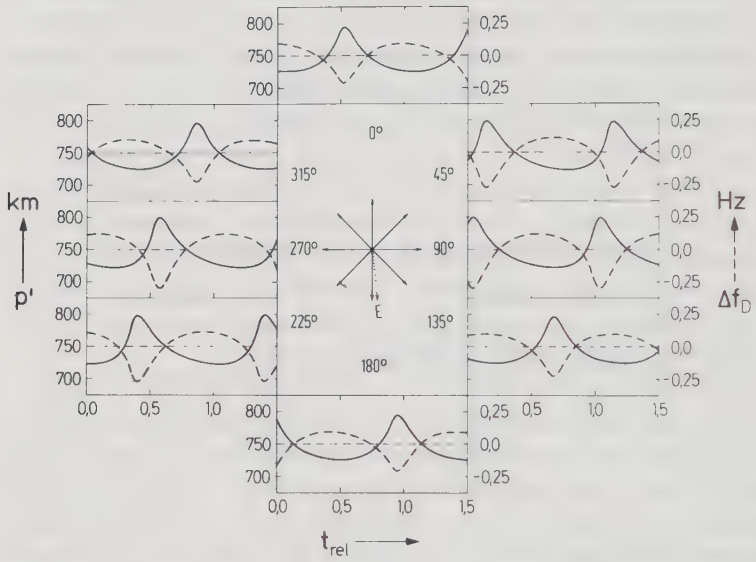


Abb. 23

Strahlwegberechnungen bei veränderlicher Wanderrichtung der ionosphärischen Störungen. Dargestellt sind der Gruppenweg p' (durchgezogen) und die Dopplerverschiebung Δf_D (gestrichelt). Die Kompaßrose in der Bildmitte mit den Winkelbezeichnungen (Grad Ost von Nord) zeigt jeweils auf das zugehörige Bild, dessen Störung in der angegebenen Richtung wandert. Die Sender-Empfänger-Richtung (173°) ist in der Bildmitte punktiert gezeichnet ("E"). Die Strahlparameter sind die gleichen wie bei der Abb. 16 mit der konstanten Chapman-Skalenhöhe 70 km. Die Parameter zu diesen Berechnungen sind der Tab. 4, Schar 10, zu entnehmen.

Da die Kurvenform der Gruppenwegdarstellung nur wenig von der Wanderrichtung der Störungen abhängt, werden bei den weiteren Rechnungen die Ortskoordinaten so gelegt, daß die Störungen nach Süden laufen. Hierbei ergibt sich der große Vorteil, daß das Rechenzeit sparende eindimensionale Zielfindungsprogramm angewendet werden kann. Ein Vergleich der Ergebnisse des zweidimensionalen Programms bei Störungen in Richtung Süden (180°) mit den eindimensionalen Berechnungen in Abb. 16 zeigt sehr gute Übereinstimmung. (Der Maßstab bei der Dopplerverschiebung ist unterschiedlich.)

Tabelle 5

Parameter für die Strahlwegberechnungen in Abb. 25

Frequenz der Radiowelle /MHz	6,38
Ungestörte Ionosphäre	
Modell	Gleichung (5.9)
f_c /MHz	6,5
h_m /km	250
H_{Ch} /km	40
Störung der Ionosphäre	
Modell	Gleichung (5.12) mit $\Delta = \delta \cdot \exp\left(-\left(\frac{h - h_o}{H_{St}}\right)^2\right) \cdot g(a)$, wobei $g(a) = \cos(M(a))$ $M(a) = \begin{cases} 2\pi \cdot \frac{1}{2q}\left(\frac{a}{2\pi} \pmod 1\right) & \text{bei } \frac{a}{2\pi} \pmod 1 \le q \\ 2\pi \cdot \left[\frac{1}{2(1-q)}\left(\frac{a}{2\pi} \pmod 1 - q\right) + \frac{1}{2}\right] & \text{bei } \frac{a}{2\pi} \pmod 1 > q \end{cases}$ $\frac{a}{2\pi} = t_{rel} - \frac{x}{\lambda_x} + \frac{h}{\lambda_z}$ $t_{rel} = \frac{t}{T}$ (relative Zeit) x-Richtung: 180^o (Süden) (Rechnung: in Polarkoordinaten)
h_o /km	200
H_{St} /km	35
δ	0,1
λ_x /km	168
λ_z /km	100
q	variabel, s. Kennzeichnung in der Abbildung
Magnetfeldmodell	kein Magnetfeld

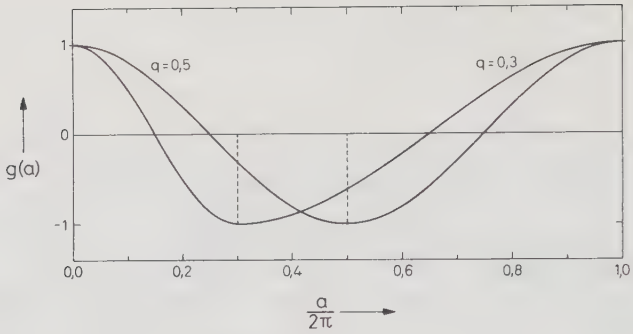


Abb. 24

Wellenfunktion g(a) zur Beschreibung normaler und aufgesteilter ionosphärischer Störungen für zwei verschiedene q-Werte. Der Wert von q gibt den Bruchteil des abfallenden Teils der Wellenfunktion an. Die Kurve mit q = 0,5 ist eine normale cos-Funktion, die mit q = 0,3 ist aufgesteilt. Die mathematische Formulierung von g(a) ist in Tab. 5 angegeben.

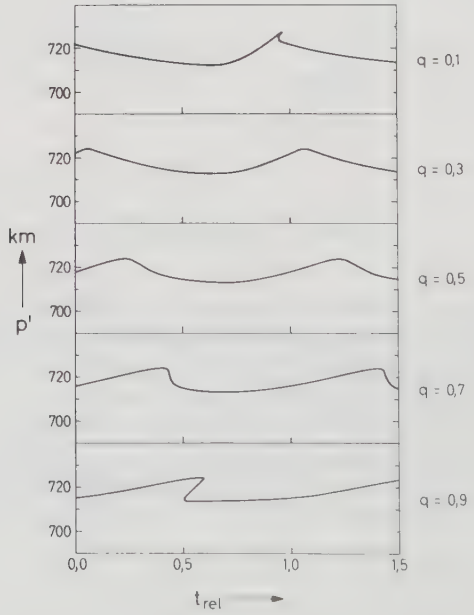


Abb. 25

Gruppenwegkurven $p'(t_{rel})$ bei verschieden aufgesteilten Wellenfunktionen. Der Parameter q gibt die Form der Wellenfunktion an (vgl. Abb. 24). Die Skalenhöhe der ungestörten Chapman-Schicht beträgt 40 km. Gerechnet wurde mit einer horizontalen Wellenlänge von 168 km und einer senkrechten von 100 km (konstant). Die maximale Störamplitude beträgt 10% (200 km Höhe); in 188 km Höhe (dort Reflexion bei ungestörter Ionosphäre) ist die Amplitude rund 9%. Die genauen Werte zur Berechnung sind in Tab. 5 zusammengestellt.

Der Vollständigkeit halber soll noch gezeigt werden, wie sich die Gruppenwegkurven bei nichtlinearer Wellenfunktion verhalten. Das neue Modell enthält einen weiteren Parameter, der eine Auf-Steilung beschreibt. Das Modell (5.13) wurde verallgemeinert:

$$\Delta(t,x,h) = \delta \cdot \exp\left[-\left(\frac{h-h_0}{H_{St}}\right)^2\right] \cdot g(a) \qquad (5.16)$$

$$\text{mit} \quad a = 2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda_x} + K(h)\right) \quad .$$

Hierbei ist g(a) eine nichtlineare, stetig differenzierbare Wellenfunktion, die aus Teilen der Cosinusfunktion zusammengesetzt wird. Der abfallende Teil der cos-Funktion wird, auf das Argument bezogen, gestaucht oder gedehnt; umgekehrt wird der aufsteigende Teil gedehnt bzw. gestaucht. Der neue Parameter q gibt an, welchen Bruchteil der Periode der abfallende Teil einnimmt (genaue mathematische Formulierung von g(a) mit dem Parameter q s. Tab. 5). In Abb. 24 sind zwei Beispiele dieser Funktion dargestellt. Die zu $q = 0{,}5$ gehörige Kurve ist eine normale cos-Funktion: Der abfallende Teil nimmt die Hälfte der Periode ein. Die andere Kurve mit $q = 0{,}3$ zeigt einen gestauchten fallenden und einen gedehnten steigenden Teil. Die Einführung des Parameters q hat gegenüber einer Reihenentwicklung den Vorteil der wesentlich geringeren Rechenzeit. Wie sich die Gruppenwegdarstellungen bei Variation von q ändern, ist in Abb. 25 gezeigt. Bei den Rechnungen wurde eine konstante senkrechte Wellenlänge angesetzt (nach (5.14)). Die genauen Parameter sind aus Tab. 5 zu ersehen. Die mittlere Gruppenwegkurve ($q = 0{,}5$) gehört zur normalen cos-Funktion. Die Kurvenform ist leicht steigend, da die Skalenhöhe der Chapman-Schicht klein ist (40 km). Verkleinert man q, so erhält man fallende Kurvenformen. Bei $q = 0{,}1$ wächst allerdings ein kleiner, nach rechts geneigter Sporn. Die Vergrößerung von q verstärkt die Tendenz der steigenden Form; bei $q = 0{,}9$ ist ein Überschlagen zu sehen. Am Äquator sind tatsächlich aufgesteilte Wellenfunktionen g(a) bei ionosphärischen Störungen beobachtet worden (Röttger [53]). Sie sind von der Art des vergrößerten q. Da solche Aufsteilungen in mittleren Breiten bisher noch nicht mit Sicherheit beobachtet wurden, wird bei den Modellrechnungen immer mit der einfachen Wellenfunktion ($q = 0{,}5$) gerechnet.

6. Vergleich der Beobachtungen mit Modellrechnungen

Die folgenden Rechnungen sollen versuchen, einige Beispiele von gestörten Gruppenwegkurven nachzubilden, die auf der Übertragungsstrecke Skive/Norddänemark - Lindau/Harz gemessen wurden. Da hierbei immer sowohl der ordentliche als auch der außerordentliche Strahl auftreten, wird bei den Modellrechnungen der Magnetfeldeinfluß berücksichtigt. Der Einfachheit halber wird mit guter Näherung das Erdmagnetfeld sowohl in der Richtung als auch im Betrag als räumlich konstant angesetzt. Als Dipwinkel und Feldstärkebetrag sind die Werte am Reflexionspunkt der Ein-Sprung-Ausbreitung gewählt, die schon in Tab. 1 (S. 26) angegeben sind.

Da die Reflexion der beiden magnetischen Komponenten in der Ionosphäre an verschiedenen Stellen geschieht (bei ungestörter Ionosphäre x etwas niedriger und südlicher als o), ist die Störungsphase beider Strahlen unterschiedlich. Dieses hatte schon Munro bemerkt [46,47] und wurde auch durch die eigenen Beobachtungen bestätigt. Es wurden Strahlwegberechnungen mit Störungen verschiedener Wanderrichtung ähnlich denen zu Abb. 23 (S.70) durchgeführt, diesmal mit kleinerer Chapman-Skalenhöhe (40 km) und mit konstanter senkrechter Wellenlänge, ferner mit Magnetfeldberücksichtigung. Die Rechnungen zeigten, daß bei diesem Modell die Phase des x-Strahls gegenüber der o-Strahl-Phase immer verzögert war - unabhängig von der Ausbreitungsrichtung der Störung. Der Einfluß der tieferen Reflexionshöhe des x-Strahls (die Störungsphase läuft von oben nach unten) ist somit stärker als der Einfluß des etwas südlicher gelegenen Reflexionspunktes.

Viele Eigenschaften des außerordentlichen Strahls lassen sich vereinfacht dadurch deuten, indem man ihn als einen Strahl mit tieferer Frequenz betrachtet. Hiermit kann man die tiefere Reflexionshöhe und die höhere kritische Frequenz als beim ordentlichen Strahl erklären. Es gibt jedoch manche Aufnahmen, bei denen die F-Spur des außerordentlichen Strahls im Mittel über der des o-Strahls liegt. Dieses kann nur durch eine zusätzliche Retardierung in einer unter der F-Schicht liegenden Schicht, z.B. der E-Schicht, gedeutet werden. Die (gedachte) Frequenz des x-Strahls liegt nämlich näher an der kritischen Frequenz der E-Schicht als die des ordentlichen Strahls. Daher wird die außerordentliche Komponente stärker verzögert und erhält somit einen längeren

scheinbaren Weg. Dieser Retardierungseffekt durch die E-Schicht klingt, wenn man die Übertragungsfrequenz erhöht, beim ordentlichen Strahl eher als beim außerordentlichen ab. Diese Tatsachen sind von der Senkrechtlotung her wohlbekannt.

Bei Beobachtungen, die später beschrieben werden, treten manchmal verschiedene Übertragungswege durch die F-Schicht auf. Allgemein kann man bei Schrägausbreitung durch die ungestörte Ionosphäre zwei verschiedene Übertragungswege durch dieselbe Schicht unterscheiden, wenn die gesendete Frequenz über der kritischen Frequenz liegt. Diese Wege sollen hier unterer und oberer Übertragungsweg genannt werden. In der englischsprachigen Literatur werden die zugehörigen Strahlen "low angle ray" und "high angle ray" genannt. Der obere Übertragungsweg ist meist in der Feldstärke schwächer, da er wegen des längeren Weges durch die Ionosphäre stärker gedämpft und außerdem defokussiert wird. Im allgemeinen gehören daher die beobachteten ionosphärischen Reflexionen zum unteren Übertragungsweg. Bei zunehmender Sendefrequenz nähern sich beide Übertragungswege an, bis sie zusammenfallen. Hierbei tritt eine Fokussierung ein. Die zugehörige Sendefrequenz ist die höchste übertragbare Frequenz, die sogenannte MUF (= "maximum usable frequency"). Sie wird durch die Ionosphärenparameter und die Sender-Empfänger-Entfernung bestimmt. Näheres hierzu ist beispielsweise bei Dieminger [17] beschrieben.

In der Nähe des Empfängers in Lindau/Harz arbeitete eine Senkrechtlotungsionosonde im Routinebetrieb. Die Ionogramme wurden meist im halb- bis stündlichen Abstand erstellt. Zu den später gezeigten Beispielen der eigenen Schrägausbreitungsmessungen wurden die Lindauer Ionogramme des gleichen Zeitraums ausgewertet. Dazu wurde zur schnellen Analyse ein Verfahren angewendet, welches Titheridge [57] beschreibt. Er gibt Gewichtskoeffizienten für fünf oder sechs Meßpunkte des Ionogramms an, aus denen sich die wahren Höhen, die Schichthöhe und die Skalenhöhe der F2-Schicht näherungsweise bestimmen lassen. Gewählt wurde das Fünf-Punkte-Verfahren, welches als Stützstellen zur Berechnung die scheinbaren Höhen der normierten Frequenzen $\frac{f}{f_c} = 0{,}15/0{,}35/0{,}60/0{,}85/0{,}98$ benötigt (f_c kritische Frequenz der F2-Schicht). Die in [57] angegebenen Koeffizienten, abhängig vom Verhältnis f_c/f_H (f_H Elektronengyrofrequenz) und vom hier konstanten Dipwinkel, wurden in einem Programm von Rüster [54] ver-

arbeitet. Von den Ergebnissen wurden die Werte für die Schichthöhe h_m und die Skalenhöhe H_{Ch} verwendet und in das ungestörte Chapman-Modell (5.9) bzw. auch (5.11) eingesetzt. Die kritische Frequenz f_c der F2-Schicht ist von den Ionogrammen direkt abgelesen worden.

Oft waren die Ionogramme durch wandernde ionosphärische Störungen gestört, manchmal sogar so stark, daß sie nicht auswertbar waren. Daher können die berechneten Werte ungenau sein. Die andere Schwierigkeit bei der Anwendung der Lindauer Werte liegt in der horizontalen Entfernung von rund 280 km zwischen den Reflexionspunkten der Senkrechtlotung und der Schrägausbreitung. Da die Schichtparameter auch auf dieser kurzen Strecke in Nord-Süd-Richtung variieren können, sind die berechneten Werte nur als Anhalt zu verstehen. Sie können durchaus zur besseren Anpassung der Rechnungen an die Meßergebnisse verändert werden.

Wandernde ionosphärische Störungen am 4. März 1974

In der Abb. 26 sind Aufnahmen von wandernden ionosphärischen Störungen am 4. März 1974 nachmittags zu sehen, und zwar drei Gruppenlaufzeitbilder

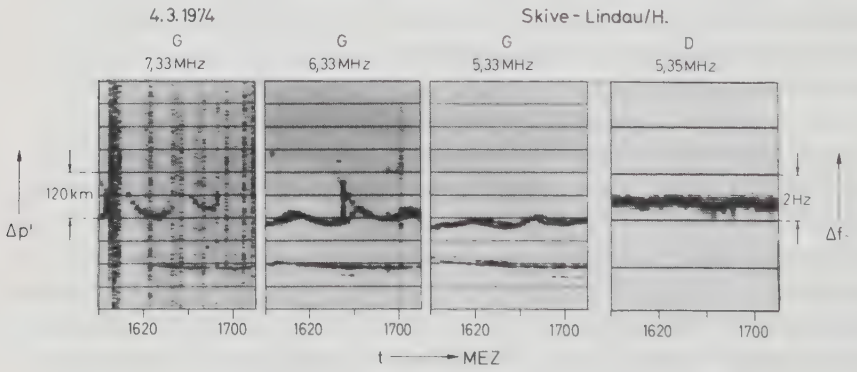


Abb. 26

Wandernde ionosphärische Störungen, die am 4. März 1974 auf der Übertragungsstrecke Skive/Norddänemark - Lindau/Harz (565 km) mit der FM-CW-Anlage gemessen wurden. Dargestellt sind der relative Gruppenweg $\Delta p'$ ("G") bei den drei Übertragungsfrequenzen 7,33, 6,33 und 5,33 MHz, ferner die Dopplerverschiebung Δf_D ("D") bei der Frequenz 5,35 MHz. Bei der Gruppenwegmessung betrug die Sweepsteilheit 50 kHz/s, die Integrationszeit der Filter 5 s und der Filterabstand 0,2 Hz. Bei der Messung der Dopplerverschiebung betrug der deutlich zu erkennende Filterabstand 0,1 Hz und die Integrationszeit 10 s.

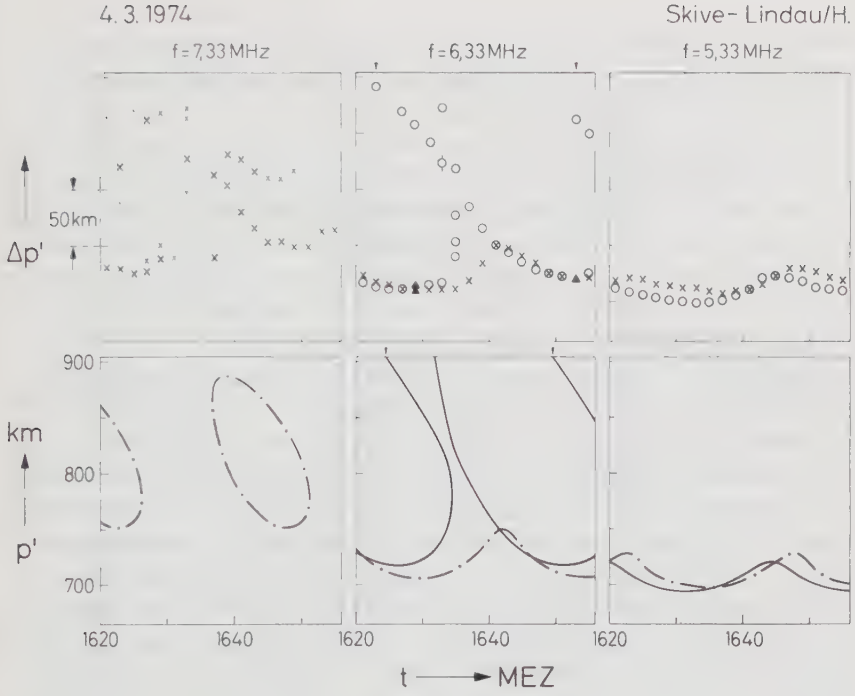


Abb. 27

Wandernde ionosphärische Störungen am 4. März 1974. In der oberen Bildhälfte ist der gemessene relative Gruppenweg Δp' bei drei Übertragungsfrequenzen abgebildet, übereinstimmend mit den Aufnahmen in Abb. 26; in der unteren Bildhälfte sind die zugehörigen Ergebnisse aus Modellrechnungen dargestellt (absoluter Gruppenweg p'). Dabei bedeuten:

Messungen:
- o ordentlicher Strahl,
- × außerordentlicher Strahl (bei 7,33 MHz auch sehr kleine Amplitudenmaxima gezeichnet: kleineres ×),
- ▲ Meßpunkt, bei dem die Zuordnung ordentlicher/außerordentlicher Strahl nicht eindeutig möglich ist;

Rechnungen:
- ——— ordentlicher Strahl,
- –·—·– außerordentlicher Strahl.

In Tab. 7 sind alle Daten zu den Berechnungen zusammengestellt. Die kleinen Keile am oberen Rand der beiden mittleren Diagramme kennzeichnen den oberen Übertragungsweg; sie werden für die Erläuterung zu Abb. 29 benötigt.

("G": 7,33, 6,33 und 5,33 MHz) und eine Darstellung der Dopplerverschiebung ("D") bei 5,35 MHz. Im folgenden sollen zur Abkürzung die Übertragungsfrequenzen nur gerundet genannt werden: 7, 6 und 5 MHz. Bei der Laufzeitkurve zu 6 MHz fällt auf, daß sie eine deutlich fallende Kurvenform mit nach links überschlagendem Teil hat (1xF-Reflexion). Die Gruppenwegkurven der F-Reflexionen wurden für das Zeitintervall 16.20 bis 16.54 Uhr MEZ aus einem Rechnerausdruck abgelesen, wie er in Kap. 2.2 beschrieben wurde (ähnlich Abb. 3, Teil d, auf S. 15). Die Kurven sind in Abb. 27, obere Hälfte, dargestellt. Die Unterscheidung nach ordentlichem (mit o bezeichnet) und außerordentlichem Strahl (x) wurde aufgrund der ursprünglichen Schrägausbreitungsionogramme getroffen. Nicht eindeutig zuzuordnende Punkte sind dabei mit einem Dreieck gekennzeichnet. Die kritische Frequenz am Reflexionsort war hier gerade so hoch, daß die außerordentliche Komponente bei 7 MHz noch reflektiert wurde, während die ordentliche nicht mehr übertragen werden konnte. Bei der 7-MHz-Darstellung wurden - außer den sich deutlicher aus dem Rauschen heraushebenden relativen Maxima - auch noch weniger deutliche Maxima eingezeichnet (kleinere Symbole x), die nur wenige dB über dem Rauschen lagen. Bei 6 MHz ergab die Ionogrammauswertung, daß die nach links überschlagende Kurve die ordentliche Komponente darstellt, während die x-Kurve eine kleinere Laufzeitvariation zeigt. Dieses läßt sich dadurch erklären, daß der o-Strahl im Mittel in größerer Höhe reflektiert wird. Bei diesem Beispiel scheint er teilweise die F-Schicht zu durchstoßen, während der außerordentliche Strahl das F-Maximum nicht erreicht. Die Auswertung bei 5 MHz ergab, daß die außerordentliche Komponente hier meist eine größere Verzögerung als die ordentliche hat. Wie schon oben allgemein erwähnt, kann dieses nur durch eine Retardierung in einer tiefer liegenden Schicht, z.B. der E-Schicht, erklärt werden. Bei Modellrechnungen, die diese Meßergebnisse wiedergeben sollen, muß daher das Zwei-Schichten-Modell (5.11) angewendet werden. Allgemein ist bei den 6- und 5-MHz-Abbildungen zu sehen, daß, wie bereits öfters erwähnt, die Phase des x-Strahls gegenüber der o-Strahl-Phase verzögert ist. Ferner fällt bei den Darstellungen zu allen drei Übertragungsfrequenzen in Abb. 27 und 26 auf, daß der periodischen Störung eine Zunahme der scheinbaren Höhe mit der Zeit überlagert ist. Bei 7 MHz ist besonders deutlich zu erkennen, daß das Minimum um 16.25 Uhr tiefer als das um 16.50 Uhr liegt. Die Rechnungen können diesen Trend nicht zeigen, da als zeitliche Veränderung nur eine periodische Störung angesetzt wurde.

Die Auswertung der Lindauer Senkrechtlotungsionogramme nach der Titheridge-Methode ergab für die Zeit von 15.30 bis 18.00 Uhr MEZ des gleichen Tages (4. März 1974) die in Tab. 6 (S. 87) zusammengestellten Werte. Bei den Modellrechnungen konnten die Werte von 16.30 Uhr nicht angewendet werden, da das zugehörige Ionogramm starke Störungen (Zipfel) zeigte. Daher wurden die 17.00-Uhr-Werte als Ausgangspunkt für die Modellrechnungen genommen. Die kritische Frequenz der E-Schicht betrug um diese Zeit 2,45 MHz, die Höhe etwa 120 km.

In der Tabelle 7 (S. 88) sind die zur Rechnung benutzten Modellparameter zusammengestellt. Als kritische Frequenz für die zweite Schicht mußte ein niedrigerer Wert als die gemessene kritische Frequenz der E-Schicht eingesetzt werden, damit sich nach (5.11) zusammen mit dem Anteil der F-Schicht in der Höhe 120 km (= h_{m1}) der beobachtete Wert ergibt. Das angewendete Störmodell wurde im vorigen Kapitel beschrieben (Gleichungen (5.12, 13, 15)). Als Periode für die Störung wurde aus den Beobachtungen der Wert 25 min ermittelt (z.B. als Abstand der Minima der Laufzeitkurve bei 7 MHz). Gerechnet wurde mit einer horizontalen Störwellenlänge von 250 km. Das Maximum der Störamplitude (10%) lag in 140 km Höhe. Fast immer wurden bei diesen Rechnungen die Strahlen in größerer Höhe reflektiert, so daß die Reflexion in einem Gebiet mit nach oben fallender Störamplitude stattfand. Die variable vertikale Wellenlänge der Störung ist in Abb. 30, Kurve a (S. 86), dargestellt. Die Ergebnisse der Modellrechnungen sind in Abb. 27, untere Hälfte, abgebildet. Da bei der Beobachtung nur der relative Gruppenweg, d.h. nur Gruppenwegänderungen, bestimmt wurden, konnten die Beobachtungen in der Ordinatenrichtung geeignet geschoben werden. In der Abszissenrichtung (Zeitachse) wurde die Phase der berechneten Störung ebenfalls so angepaßt, daß sich möglichst gute Übereinstimmung mit der Messung ergab. Diese Anpassung in Abszissen- und Ordinatenrichtung ist für alle drei Frequenzen die gleiche.

Bei 7 MHz ergaben die Rechnungen einzelne geschlossene, voneinander getrennte Kurven im Abstand einer Periode. Der untere Teil stimmt mit der Beobachtung überein. Der obere Teil der Kurve, der den oberen Übertragungsweg darstellt, ist bei den Messungen nicht in dieser Form zu sehen. Bei der Beobachtung liegt diese Spur tiefer (in Abb. 27 von 16.39 bis 16.43 Uhr deutliche Spur, später schwächer). Da der obere Übertragungsweg durch die Ionosphäre länger ist als der untere, hängt er empfindlicher von der Ionosphärenstruktur

ab und wird durch das einfache Störmodell, das auch für die tieferen Frequenzen gelten soll, nicht so genau wiedergegeben.

Die 6-MHz-Kurve zeigt die wesentliche Struktur der Meßkurven recht gut (Abb. 27, Mitte). Beim ordentlichen Strahl schlägt die Gruppenwegkurve nach links über, beim außerordentlichen variiert sie weniger - in Übereinstimmung mit der Beobachtung. Die ursprünglichen Schrägausbreitungsionogramme zeigen, daß der nach links überschlagende Kurventeil, in der Abbildung jeweils am oberen Bildrand mit kleinen Keilen gekennzeichnet, den oberen Übertragungsweg darstellt. Auch bei der Messung erscheint die zugehörige Spur nochmals eine Periode später (um 16.53 und 16.55 Uhr). Hierbei setzt sich diese Spur allerdings nicht nach unten zur Hauptspur fort, sondern wird flacher und verschwindet (s. Abb. 26). Auch schon eine Periode vorher, um 16.03 Uhr (s. Abb. 26), ist die Spur des oberen Übertragungsweges ganz kurz zu erkennen. Die spezielle Kurvenform 16.30 bis 16.40 Uhr hängt stark sowohl von den ionosphärischen Parametern (Form der ungestörten Schicht) als auch von denen der Schwerewellen ab. Diese Parameter ändern sich jedoch mehr oder weniger schnell. Rechnungen ergaben, daß sich der obere Kurventeil abschnürt, wenn man beispielsweise bei sonst gleichen Parametern die maximale Störamplitude gering veränderte (statt 10% nur 9%). Es entsteht ein unterer kontinuierlicher Teil und, durch eine Lücke getrennt, ein oberer Kurventeil, der wie ein schräg hinunterragender Sporn aussieht. Auf diese Weise ist ein kurzes Auftreten von Spuren des oberen Übertragungsweges leicht zu erklären.

Bei den 5-MHz-Kurven, die in Beobachtung und Rechnung übereinstimmen, ist deutlich der Einfluß der E-Schicht zu sehen. Im Mittel ist die Retardierung des x-Strahls größer als die des o-Strahls.

Auf den Gruppenwegaufnahmen der Abb. 26 sind auch E- bzw. E_s-Spuren zu erkennen (waagerechte Spuren). Diese wurden nicht in die Abb. 27 eingetragen und auch nicht berechnet. Das Lindauer Senkrechtionogramm von 17.00 Uhr zeigt, daß die E-Schicht um diese Zeit eine Doppelstruktur hat: E1- und E2-Schicht. Da der Gruppenweg der E-Reflexionen von der genaueren Struktur der E-Schicht abhängt, wurden die E-Übertragungen nicht berücksichtigt. Bei den Rechnungen wurde, wie schon erwähnt, nur deswegen eine E-Schicht angesetzt, um den Retardierungseinfluß auf die F-Reflexionen zu erhalten.

Nun soll untersucht werden, ob die gemessenen und berechneten Dopplerverschiebungen übereinstimmen. Gemessen wurde die Dopplerverschiebung bei 7,32 und bei 5,35 MHz. Da bei den beobachteten Dopplerverschiebungen nicht zwischen E- und F-Spur, zwischen ordentlichem und außerordentlichem Strahl unterschieden werden kann, wurden zunächst die Amplituden (Feldstärke) der verschiedenen Übertragungsmoden anhand der Gruppenweg-Digitalregistrierungen untersucht. Bei 7 MHz ergab sich, daß die F-Reflexion (x-Strahl) im Mittel schwächer als die $E_{(s)}$-Reflexion war. Daher ist ein Vergleich mit der berechneten F-Dopplerverschiebung bei dieser Frequenz wenig sinnvoll. Bei 5 MHz ergab die Gruppenwegauswertung, daß jetzt die F-Reflexion im Mittel stärker als die E-Spur war (6,4 ± 5,5 dB). Von den 18 Messungen (ungerade Minuten zwischen 16.20 und 16.56 Uhr, dem in Abb. 27 abgebildeten Zeitraum) war die E-Spur im Vergleich zur F-Spur nur zweimal in der Feldstärke höher und einmal gleich. Ferner war die Intensität des ordentlichen Strahls in dem

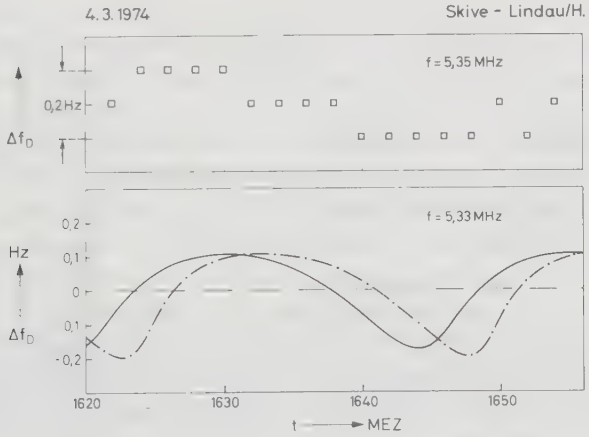


Abb. 28

Dopplerverschiebungen, die am 4. März 1974 durch wandernde ionosphärische Störungen bei Übertragungen zwischen Skive/Norddänemark und Lindau/Harz hervorgerufen wurden. Oben sind die gemessenen Werte zur Übertragungsfrequenz 5,35 MHz dargestellt, und zwar die relative Frequenzverschiebung der Amplitudenmaxima der in Abb. 26 gezeigten Dopplerverschiebung. Der Abstand zwischen den einzelnen Filtern betrug hierbei 0,1 Hz. Unten sind die berechneten absoluten Dopplerverschiebungen der F-Reflexionen bei 5,33 MHz dargestellt (durchgezogene Linie: ordentlicher Strahl, strichpunktiert: außerordentlicher Strahl). Die Modellrechnungen sind die gleichen wie zu Abb. 27; die genauen Parameter dazu sind in Tab. 7 zusammengestellt. Die zeitliche Zuordnung zwischen Messung und Rechnung stimmt mit der in Abb. 27 überein.

gleichen Zeitraum immer größer als die des außerordentlichen - bis auf die zwei Messungen (16.41 und 16.45 Uhr, s. Abb. 27), bei denen beide Spuren zusammmenfielen und in der Amplitudenregistrierung nur ein einziges Maximum zu erkennen war. Bei 5 MHz ist also ein Vergleich zwischen Beobachtung und Rechnung möglich. Dazu sind in Abb. 28 die gemessenen Werte (jeweils etwa zur geraden Minute) bei 5,35 MHz und die berechneten Werte dargestellt. Letztere gehören zu den bereits vorher gezeigten 5,33-MHz-Gruppenwegkurven. Bei den beobachteten Werten ist kein Nullpunkt angegeben, da die absolute Genauigkeit des Systems bei etwa 0,1 bis 0,2 Hz lag. Der Filterabstand bei diesen Messungen war 0,1 Hz. Es zeigt sich von der Tendenz her Übereinstimmung zwischen den beobachteten Werten, die im wesentlichen durch den o-Strahl bestimmt sind, und der zugehörigen berechneten o-Kurve.

Die 6-MHz-Laufzeitmessungen sollen nun in ihrer Amplitude (Feldstärke) mit den Beobachtungen verglichen werden. In Abb. 29, oberes Bild, sind die aus den Digitalregistrierungen ausgewerteten, zu dem o-Strahl (o) und x-Strahl (x) gehörigen Amplituden dargestellt. Die in der Zuordnung nicht entscheidbaren Meßpunkte (16.29 und 16.53 Uhr) sind wie in Abb. 27 mit einem Dreieck gekennzeichnet. Die zum ordentlichen Strahl gehörigen Messungen sind entweder mit durchgezogenen oder mit gestrichelten Linien verbunden. Letztere gehören zu den beiden Kurventeilen, die den oberen Übertragungswert darstellen. Sie sind in der Laufzeitdarstellung Abb. 27, oben Mitte, mit einem kleinen Keil am oberen Bildrand gekennzeichnet (dabei die linke Kurve nur bis zum senkrechten Verlauf um 16.35 Uhr). Die zum außerordentlichen Strahl gehörigen Meßpunkte sind durch strichpunktierte Linien verbunden. Nicht zuzuordnende oder fehlende Meßpunkte sind beim Verbinden ignoriert worden (dort schwache Verbindungslinien). Die Laufzeitspuren bei 6 MHz sind breiter als der zugehörige Filterabstand im Spektrumanalysator (0,2 Hz $\hat{=}$ 4 µs Laufzeitdifferenz bei $\frac{df}{dt}$ = 50 kHz/s entsprechend Gleichung (2.1) $\hat{=}$ 1,2 km Gruppenwegdifferenz). Besonders bei dem senkrechten Kurventeil um 16.35 Uhr, der in Abb. 27 durch drei Meßpunkte (o) dargestellt wird, ist die Spur sehr breit. Daher wäre es zu ungenau gewesen, von den einzelnen Spuren nur jeweils die Amplitudenmaxima als Meßwerte zu nehmen. Es sollte statt dessen die auf mehrere Filter verteilte Energie der einzelnen Übertragungsmoden als Maß für die effektive Feldstärke berechnet werden. Eine sehr genaue Berechnung mit Berücksichtigung der Filter-

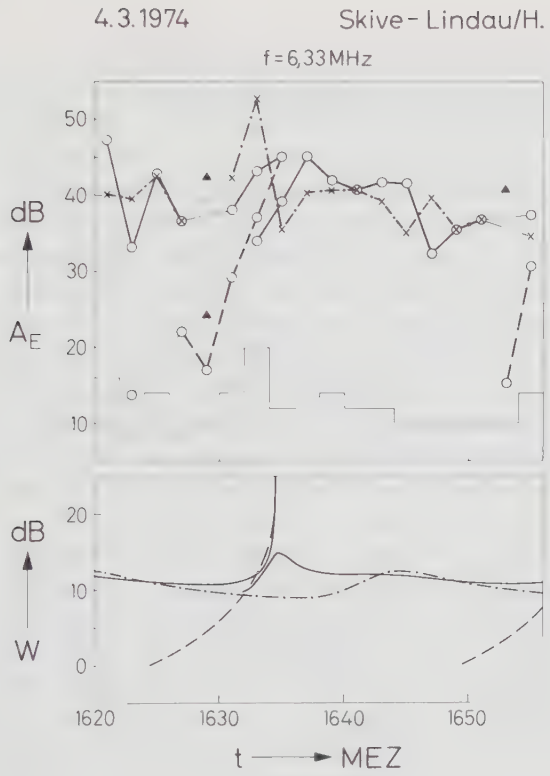


Abb. 29

Gemessene und berechnete Feldstärke der zwischen Skive/Norddänemark und Lindau/Harz übertragenen Signale bei 6,33 MHz (F-Reflexion) am Empfängerort vom 4. März 1974, jeweils passend zu den gemessenen und berechneten Gruppenwegdarstellungen in Abb. 27 Mitte.
Dabei bedeuten:

o ═══ ordentlicher Strahl,
× -·—·- außerordentlicher Strahl,
▲ nicht zuzuordnender Meßpunkt.

Die gestrichelten Linien (-----) gehören jeweils zum oberen Übertragungsweg (in Abb. 27 Mitte mit kleinen Keilen am oberen Bildrand bezeichnet).
Im oberen Diagramm zeigt das Histogramm die jeweilige Rauschgrenze. Der Abstand zum Signal gibt jedoch nicht das Signal-zu-Rausch-Verhältnis an (s. Text).
Im unteren Diagramm hören die Kurven jeweils an der Stelle auf, an der die zugehörigen Gruppenwege den Bildrand erreichen.
Die zeitliche Zuordnung zwischen Messung und Rechnung ist die gleiche wie in Abb. 27. Der 0-dB-Punkt ist bei Messung und Rechnung unterschiedlich definiert (s. Text).

charakteristiken erschien jedoch nicht sehr sinnvoll, da zum einen bei den Messungen die in Kap. 2.2 beschriebene Eichung nicht sehr genau ist, zum anderen bei den zu vergleichenden Rechnungen nicht alle die Feldstärke beeinflussenden Faktoren berücksichtigt sind. Daher wurden die nach Gleichung (2.4) geeichten Amplituden A_E jedes einzelnen Filters bzw. Laufzeitabschnitts in quadratische Einheiten als Maß für die Energie umgerechnet, addiert und wieder in den logarithmischen Maßstab zurückgerechnet. Dabei wurden alle Amplituden A_E bis zur jeweiligen Rauschgrenze berücksichtigt. Als Rauschgrenze wurden die zum jeweils gleichen Zeitpunkt gehörigen Amplitudenwerte A_E angesehen, die weit von den Spuren entfernt waren und bis auf ein Schwanken um etwa 2 dB konstant blieben. Bei zwei benachbarten Spuren, die nicht durch Rauschen getrennt waren, wurde bis zum Minimum zwischen ihnen gerechnet. Das ist nicht unproblematisch, wenn beispielsweise das bezüglich der Amplitude höhere Signal zugleich sehr breit und das niedrigere sehr schmal ist. Dann wird das niedrigere Signal bei solcher Berechnung zu hoch werden. Jedoch im Rahmen des Abschätzens der Feldstärke genügte diese Berechnungsart. Zusammenfallende Spuren mit nur einem Amplitudenmaximum wurden so behandelt, daß die Amplituden bezüglich der Energie je zur Hälfte auf die x- und o-Spur aufgeteilt wurden (d.h. beide Werte 3 dB unter dem Gesamtwert). Die jeweilige Rauschgrenze, ebenfalls nach (2.4) normiert, ist in der gleichen Abb. 29 als Histogramm gezeichnet. Der Abstand zwischen Rauschen und Signal gibt jedoch nicht das Signal-zu-Rausch-Verhältnis an, da das Rauschen auf nur ein Filter bzw. einen Laufzeitabschnitt bezogen ist (0,2 Hz $\hat{=}$ 4 µs), während die Signalmeßpunkte die effektive Feldstärke mehrerer benachbarter Filter- bzw. Laufzeitabschnitte darstellen. Der 0-dB-Punkt bei der Darstellung der Messungen folgt aus (2.4). Es wurde hierbei (willkürlich) $D_o = 60$ dB gesetzt.

Die Beobachtungen zeigen, daß die Amplituden innerhalb eines etwa 15 dB breiten Bereiches schwanken - bis auf die nachher zu besprechende Ausnahme des oberen Übertragungsweges beim o-Strahl (gestrichelte Verbindungslinien). Es ist kein eindeutiger Gang zu erkennen, etwaige systematische Veränderungen würden durch die statistischen Schwankungen verdeckt werden. Deutlich ist nur, daß die Feldstärke des ordentlichen Strahls häufiger über der des außerordentlichen liegt als umgekehrt. Der Rauschpegel ändert sich zwischen 8 und 20 dB. Vermutlich liegt diese große Änderung teilweise an der Normierung der Amplituden nach (2.4). In dieser Gleichung ist die Größe D_{ZF}, die augenblickliche

Dämpfung im ZF-Verstärker, nicht immer repräsentativ für die Dämpfung während des gesamten Integrationsintervalls des Spektrumanalysators (hier 5 s). Dieses wurde bei der Beschreibung zu (2.4) näher erläutert. Die sehr hohe Amplitude der x-Spur um 16.33 Uhr ist wohl auf ein zu großes D_{ZF} zurückzuführen, da der Rauschpegel sehr hoch ist. Vielleicht begann sich der ZF-Verstärker schon auf die Stelle hoher Fokussierung des o-Strahls bei dem senkrechten Teil der Laufzeitkurve einzuregeln, die zu dieser Zeit noch bei etwas höherer Frequenz lag und zwei Minuten später auch bei 6,33 MHz erschien (Fokussierung beim Zusammentreffen des oberen und unteren Übertragungsweges). Der Verstärker zeigte daher eine zu hohe Dämpfung an. Unabhängig von diesen apparativen Fehlerquellen ist die Tendenz im Feldstärkeverlauf des oberen Übertragungsweges statistisch gesichert (gestrichelte Verbindungslinien): Die Feldstärke steigt zum Verzweigungspunkt hin (16.35 Uhr) sehr stark an - im dargestellten Beispiel um rund 30 dB.

Die berechneten Feldstärken sind im unteren Teil der Abb. 29 dargestellt. Sie berücksichtigen, wie bei der Beschreibung des Rechenprogramms näher beschrieben wurde, neben der Entfernungsverdünnung nur die Fokussierungen und Defokussierungen, nicht aber Absorptionseffekte in der Ionosphäre und den Einfluß der Charakteristiken von Sende- und Empfangsantennen. Die Kennzeichnung der Kurven ist die gleiche wie bei der Darstellung der Beobachtungen: Die durchgezogenen und gestrichelten Kurven zeigen den ordentlichen Strahl, die strichpunktierte Linie den x-Strahl. Dabei sind die Teile der o-Spur gestrichelt gezeichnet, die zum oberen Übertragungsweg gehören (Gruppenwegdarstellung Abb. 27, unten Mitte: mit kleinen Keilen markierte Kurventeile). Teilweise hören die Kurven innerhalb des Diagramms auf, und zwar an den Stellen, an denen die zugehörigen Gruppenwegkurven den Bildrand erreichen. Der 0-dB-Punkt stimmt nicht mit dem der Meßpunkte überein, da die Definitionen unterschiedlich sind. (Der zu den Rechnungen gehörige Nullpunkt ist bei der Beschreibung des Rechenprogramms in Kap. 5.1 definiert worden.) Eine Übereinstimmung ist auch nicht nötig, da kein Absolutvergleich gemacht werden soll.

Bei den berechneten Kurven fällt die starke Feldstärkeerhöhung auf, die beim Übergang vom unteren zum oberen Übertragungsweg erscheint. Bei der Messung ist ein solches Ansteigen um 16.35 Uhr statistisch nicht signifikant. Das kann aber daran liegen, daß die Fokussierung nur sehr kurze Zeit dauert und die

Abtastperiode von zwei Minuten bei den Messungen zu groß ist. Den starken Anstieg der Feldstärke beim oberen Übertragungsweg zum Fokussierungspunkt hin zeigt auch die Rechnung deutlich. Der Anstieg ist hier jedoch nur rund 15 dB, bezogen auf den mittleren Feldstärkebereich des o-Strahls, also geringer als bei der Beobachtung. Dieses ist dadurch zu erklären, daß besonders beim oberen Übertragungsweg die Absorptionseffekte eine Rolle spielen, da der Weg durch die Ionosphäre länger als beim unteren Weg ist. Diese Absorption ist aber beim Rechenprogramm nicht berücksichtigt.

Die Rechnung zeigt bei dem neu ansetzenden Kurventeil des o-Strahls (durchgezogene Kurve) ein kleines Maximum. Dieses ist durch die leichte Fokussierung bei der sehr steil herabkommenden Gruppenwegkurve zu erklären. Möglicherweise entspricht dieses bei den Messungen dem allerdings statistisch nicht gesicherten Maximum um 16.37 Uhr.

Bei der Rechnung zeigt der x-Strahl kurz nach dem Laufzeitmaximum (vgl. mit Abb. 27, unten Mitte) eine leichte Fokussierung, während zeitlich davor eine Feldstärkeverringerung auftritt. Dieses allgemeine Verhalten wurde schon in Kap. 5.2 bei der Beschreibung zu Abb. 16 erwähnt. Die Messungen können dieses Verhalten nicht zeigen, da die statistischen Schwankungen zu groß sind.

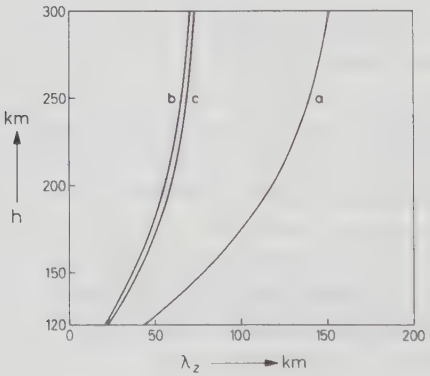


Abb. 30

Die senkrechte Wellenlänge von wandernden ionosphärischen Störungen in Abhängigkeit von der Höhe.
Die Kurve a gehört zu den Rechnungen zum 4. März 1974, die Kurve b zum 10. Febr. 1974 und die Kurve c zum 19. März 1974. Weitere Angaben zu den Berechnungen und ihren Darstellungen s. Tab. 7.

Tabelle 6

Ergebnisse der Auswertung von Senkrechtlotungsionogrammen, in Lindau/Harz aufgenommen, nach der Titheridge-Methode [57]. Für die Berechnungen übernommene Werte sind unterstrichen.

Datum	Uhrzeit MEZ	f_c/MHz	h_m/km	H_{Ch}/km	Bemerkungen
4. März 1974	15.30	6,36	222	31	
	16.00	6,00	217	23	
	16.30	5,25	232	60	Störung!
	17.00	5,23	228	48	$f_{cE} = 2{,}45$ MHz, $h_{mE} = 120$ km
	17.30	5,56	225	44	
	18.00	5,30	225	40	
10. Febr. 1974	13.00	6,42	224	54	
	14.00	nicht auswertbar			
	15.00	5,48	226	43	
	16.00	5,61	236	55	
19. März 1974	10.00	5,97	237	33	
	10.30	nicht auswertbar			
	11.00	5,88	248	49	
	11.30	6,29	240	31	
	12.00	6,43	252	31	
	12.30	6,52	255	41	
	13.00	6,72	261	48	$f_{cF1} = 3{,}35$ MHz
	13.30	6,77	264	52	
	14.00	6,33	249	41	

Tabelle 7

Parameter für die Modellrechnungen in Kap. 6

Rechnungen zu ionosphärischen Störungen am		4. März 1974	10. Febr. 1974	19. März 1974
Sender - Empfänger		Skive/Norddänemark - Lindau/Harz (565 km), s. Tab. 1		
Frequenz der Radiowelle	/MHz	7,33; 6,33; 5,33	6,33	6,38
Ungestörte Ionosphäre				
Modell		(5.11)	(5.9)	(5.11)
f_c	/MHz	5,23	6,40	6,72
h_m	/km	228	226	261
H_{Ch}	/km	48	43	48
f_{c1} in () Plasmafrequenz in Höhe h_{m1} als Summe beider Schichten	/MHz	2,20 (2,45)	-	2,98 (3,35)
h_{m1}	/km	120	-	155
H_{Ch1}	/km	10	-	20
Störung der Ionosphäre				
Modell		Gleichungen (5.12,13,15)		
Wanderrichtung der Störungen		180°	180°	180°
h_o	/km	140	200	130
H_{St} (oberhalb h_o)	/km	100	50	50
H_{St} (unterhalb h_o)	/km	20	50	50
δ		0,1	0,35	0,13
λ_x	/km	250	150	300
T	/min	25	30	54
$\lambda_z(h)$ dargestellt in Abb. 30 mit dem Buchstaben		a	b	c
Magnetfeldmodell		konstant in Richtung und Betrag		
f_H	/MHz	1,2		
Dipwinkel		69°		
Deklination		0°		
Darstellung der Modellrechnungen in Abbildung		27-29	32	34

Wandernde ionosphärische Störungen am 10. Februar 1974

Ionosphärische Störungen des 10. Febr. 1974 sind in Abb. 31 dargestellt. Abgebildet ist der relative Gruppenweg bei 6,33 MHz zwischen 13.00 und 16.00 Uhr. Die F-Reflexionen zeigen neben kleineren Schwankungen im Gruppenweg zwei größere Störungen: gegen 14 Uhr eine steigende Kurvenform mit einer nach rechts überschlagenden Spitze und gegen 15 Uhr eine fallende Form mit einem nach links überschlagenden Kurventeil. In Kap. 5 wurde gezeigt, daß ein wesentlicher Parameter für die Erzeugung der verschiedenen Kurvenformen (fallend, gleichmäßig und steigend) der Elektronendichtegradient in der Höhe der Reflexion ist. Man kann aufgrund der Abb. 31 vermuten, daß jeweils für kurze Zeit Bedingungen im Reflexionsbereich herrschten, die eine überschlagende Kurve einmal steigender, dann später fallender Form verursachten. Daher können zur Berechnung solcher Laufzeitkurven andere Ionosphärenparameter notwendig sein, als sie aus den stündlich aufgenommenen Lindauer Senkrechtionogrammen folgen. Beim vorigen Beispiel wurde eine fallende Kurvenform nachgebildet; hier soll nun versucht werden, die steigende überschlagende Kurve gegen 14 Uhr nachzurechnen.

In Abb. 32, oberer Teil, sind die einzelnen Meßpunkte eingezeichnet, die aus den ursprünglichen Schrägausbreitungsionogrammen und der Digitalregistrierung gewonnen wurden. Der ab und zu erscheinende obere Übertragungsweg (in Abb. 31 gegen 13.50 Uhr und um 14.11 Uhr rund 120 km über der Hauptspur) wurde nicht eingezeichnet, da er bei Modellrechnungen empfindlich von den Ionosphärenparametern abhängt und deswegen nicht berechnet wurde. Man sieht in Abb. 32, daß die überschlagende Kurve durch den ordentlichen Strahl gebildet wird. Die Spur des x-Strahls zeigt kein Überschlagen, sondern nur ein kleines Maximum gegen 14.10 Uhr. Aus den ursprünglichen Schrägausbreitungsionogrammen ist zu ersehen, daß die Spur des außerordentlichen Strahls bei etwas höherer Frequenz in ähnlicher Weise wie die des o-Strahls in dieser Abbildung gestört ist. Beim x-Strahl breitet sich die Störung jedoch nicht in der Form nach unten aus, daß bei 6,33 MHz ein Überschlagen auftritt. Dieses geschieht nur beim o-Strahl. Vielleicht ist die Amplitude der Störung in der Höhe, in der der x-Strahl bei 6,33 MHz reflektiert wird, so klein, daß die Kurve nicht mehr überschlägt. Ebenso ist es möglich, daß dieses ein zeitlicher Effekt ist, daß sich nämlich die Störamplitude inzwischen verkleinert hat, zumal die x-Strahl-Phase gegenüber der Phase des o-Strahls verzögert ist.

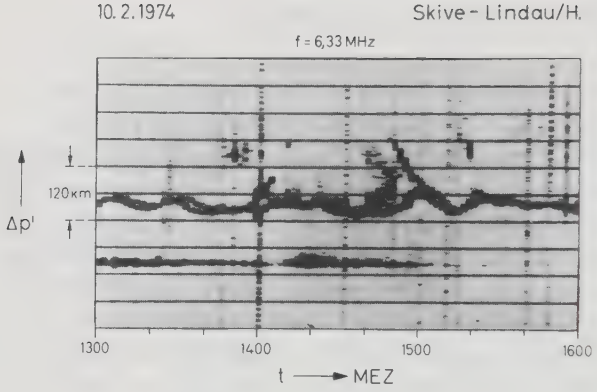


Abb. 31

Relativer Gruppenweg Δp', gemessen am 10. Febr. 1974 zwischen Skive/Norddänemark und Lindau/Harz (565 km) bei der Übertragungsfrequenz 6,33 MHz. Die Sweepsteilheit betrug 50 kHz/s, die Integrationszeit der Filter 5 s und der Filterabstand 0,2 Hz.

Für die Modellrechnungen wurden zunächst die Lindauer Senkrechtionogramme des gleichen Tages von 13.00 bis 16.00 Uhr ausgewertet (Tab. 6, S. 87). Das zeitlich passende 14.00-Uhr-Ionogramm war wegen starker Störungen nicht verwendbar; aber auch die anderen Ionogramme zeigten Störungen. Es wurde versucht, mit den 15.00-Uhr-Werten steigende, überschlagende Gruppenwegkurven zu erhalten. Das war jedoch nicht möglich. Meist ergaben sich deutlich fallende Kurven. Nach den Ausführungen in Kap. 5.2 kann man mit einer Chapman-Skalenhöhe von 43 km eine steigende Kurve erhalten. Dort war die kritische Frequenz der F-Schicht jedoch höher (6,5 MHz), während sie hier nur 5,48 MHz beträgt. Daher dringt hier eine Radiowelle der Frequenz 6,33 MHz viel weiter in die Schicht hinein und wird näher am Schichtmaximum reflektiert, wo der Elektronendichtegradient wieder kleiner geworden ist. Daher mußte die ungestörte Schicht verändert werden. Es wurde eine höhere kritische Frequenz gewählt, die etwa mit dem Wert um 13.00 Uhr in Lindau übereinstimmt, nämlich 6,4 MHz. Wegen der kurzen Dauer der nachzubildenden Störung - die charakteristische Gruppenwegkurve ist nur über etwa 8 Minuten zu sehen - hatte die Ionosphäre einschließlich anderer überlagerter Störungen in der Gegend des Reflexionspunktes für diese Zeit

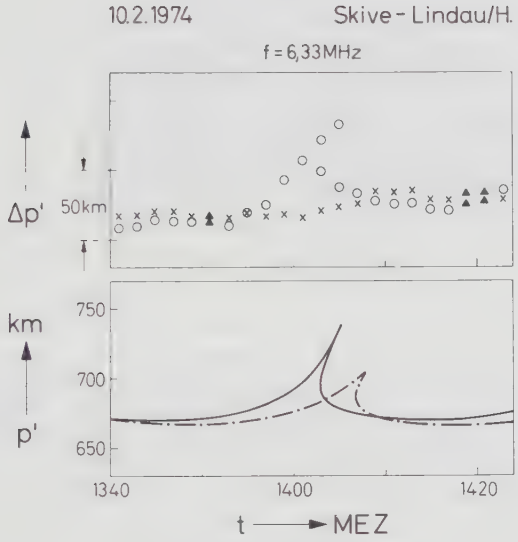


Abb. 32

Wandernde ionosphärische Störungen am 10. Febr. 1974. Auf dem oberen Diagramm ist der gemessene relative Gruppenweg Δp' bei der Übertragungsfrequenz 6,33 MHz dargestellt (vgl. die Aufnahme in Abb. 31), im unteren Bild der absolute Gruppenweg p' aus Modellrechnungen.
Es bedeuten:

o ——— ordentlicher Strahl,
× -·—·- außerordentlicher Strahl,
▲ nicht zuzuordnende Meßpunkte.

Die Daten zu den Berechnungen sind der Tab. 7 zu entnehmen.

möglicherweise einen ähnlichen Elektronendichtegradienten, wie er bei der Rechnung zugrundegelegt wurde. Die angenommene Änderung des Dichtegradienten liegt durchaus innerhalb der aus Beobachtungen bekannten örtlichen und zeitlichen Schwankungen. In Tab. 7 (S. 88) sind die Parameter für die Modellrechnung zusammengestellt. Aus der Aufnahme in Abb. 31 wurde eine Periode der ionosphärischen Störung von etwa 30 min abgeschätzt. Als horizontale Wellenlänge wurde der Wert 150 km gewählt; Kurve b in Abb. 30 zeigt die

höhenabhängige senkrechte Wellenlänge. Oben wurde erwähnt, daß die Störung in der Höhe, in der der außerordentliche Strahl reflektiert wird, möglicherweise eine kleinere Amplitude hat als in der darüber liegenden Reflexionshöhe des o-Strahls. Daher wurde das Maximum der Störamplitude (35%) auf die Höhe 200 km gelegt, d.h. oberhalb der Reflexionshöhen der berechneten Strahlen (zwischen 150 und 170 km).

Die Rechnungen mit diesem Modell ergaben die in Abb. 32, unterer Teil, gezeigten Gruppenwegkurven. Der berechnete ordentliche Strahl zeigt gute Übereinstimmung mit den beobachteten Werten. Die nach rechts überschlagende Kurve ist bei Rechnung und Beobachtung sehr spitz. Die Rechnung für den außerordentlichen Strahl zeigt ebenfalls eine überschlagende Spitze, allerdings kleiner als beim o-Strahl. Diese ist bei der Messung nicht zu sehen. Das kann mehrere Gründe haben. Oben wurde schon erwähnt, daß vielleicht die Parameter des ionosphärischen Hintergrunds mehrere Minuten, nachdem die o-Spur überschlägt, so verändert sind, daß die x-Kurve keine Spitze mehr zeigen kann. Außerdem ist der Amplitudenabfall der Störung nach unten vielleicht noch stärker als angenommen, oder die Elektronendichte hat in der Höhe, in der der x-Strahl reflektiert wird, einen kleineren Gradienten, als es nach dem für den o-Strahl passenden Chapman-Profil zu erwarten wäre.

Wandernde ionosphärische Störungen am 19. März 1974

Bei dem dritten Beispiel soll eine fallende Laufzeitkurve nachgerechnet werden, die nicht nach oben geöffnet ist wie beim ersten Beispiel, sondern geschlossen ist, so daß eine kontinuierliche Spur erscheint. Laufzeitdarstellungen vom 19. März 1974 bei 6,38 MHz zeigen solche Kurven. Sie sind in Abb. 33 gezeigt. (Es ist ein Ausschnitt aus der in Abb. 3, Teil c, S. 15, gezeigten Aufnahme.) Im oberen Teil von Abb. 34 sind diese Spuren nachgezeichnet. Die obere Spur, die o-Spur, zeigt eine nur geringe Laufzeitvariation, während die x-Spur einen überschlagenden, fallenden Sägezahn darstellt. Aus der Abb. 33 erkennt man, daß mehrere Störungen verschiedener Perioden überlagert sind. Für die Berechnung, die im wesentlichen die Spur des außerordentlichen Strahls wiedergeben soll, wurde aus den Minima der x-Kurve gegen 11.20 Uhr und 12.10 Uhr eine Periode von 54 Minuten abgeschätzt. Dieser langperiodischen Störung sind noch solche mit kleinerer Periode überlagert, was besonders bei der o-Spur zu sehen ist.

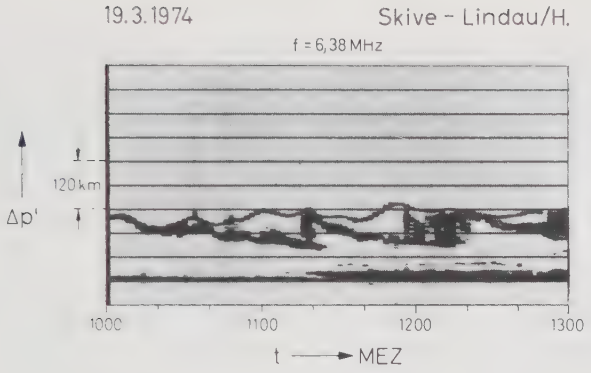


Abb. 33

Relativer Gruppenweg Δp', gemessen am 19. März 1974 zwischen Skive/ Norddänemark und Lindau/Harz (565 km) bei der Übertragungsfrequenz 6,38 MHz (vgl. Abb. 3, Teil c, auf S.15). Die Sweepsteilheit betrug 50 kHz/s, die Integrationszeit der Filter 5 s und der Filterabstand 0,2 Hz.

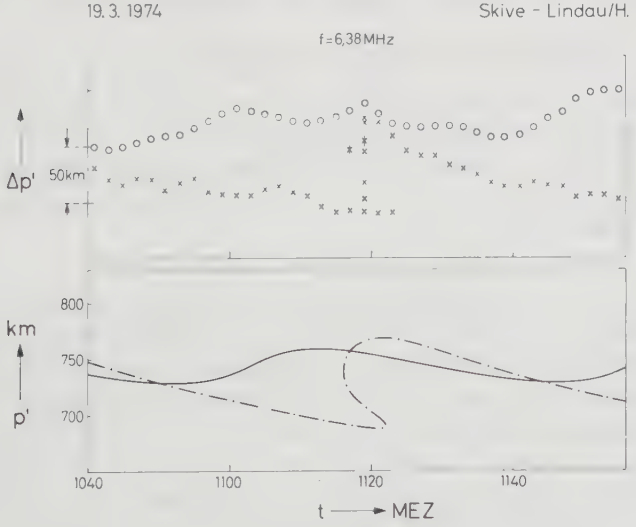


Abb. 34

Wandernde ionosphärische Störungen am 19. März 1974. Auf dem oberen Bild ist der gemessene relative Gruppenweg Δp' bei der Übertragungsfrequenz 6,38 MHz dargestellt, übereinstimmend mit der Aufnahme in Abb. 33 (o ordentlicher Strahl, x außerordentlicher Strahl). Darunter sind die Spur des ordentlichen (durchgezogene Linie) und die des außerordentlichen Strahls (strichpunktiert) dargestellt, wie sie Modellrechnungen ergaben. In Tab. 7 sind alle Daten zu diesen Rechnungen zusammengestellt.

Die Auswertung der Lindauer Senkrechtionogramme ergab für die Parameter der F-Schicht die in Tab. 6 (S. 87) angegebenen Werte. Es wurde erfolglos versucht, mit einer einfachen Chapman-Schicht entsprechend (5.9) als ungestörtem Ionosphärenmodell eine Gruppenwegkurve in Form eines überschlagenden, fallenden Sägezahns zu erhalten. Die Lindauer Ionogramme ab 13.00 Uhr zeigen deutlich eine Stratifizierung. Es erscheint eine F1-ähnliche Schicht. Die zugehörige kritische Frequenz beträgt um 13.00 Uhr 3,45 MHz. Auch schon vorher sind zwischen der F2- und der E-Schicht Zwischenschichten angedeutet. Für die Berechnungen wurde von dem ersten Lindauer Ionogramm ausgegangen, das die F1-ähnliche Schicht deutlich zeigt (13.00 Uhr). Die Parameter ergaben im Zusammenhang mit dem Zwei-Schichten-Modell nach (5.11) gute Ergebnisse, die in Abb. 34, unterer Teil, abgebildet sind. Vermutlich war in der Gegend des Reflexionspunktes, etwa 280 km nördlich von Lindau, schon rund $1\frac{1}{2}$ Stunden vorher als in Lindau eine F1-ähnliche Schicht vorhanden. Diese zeitliche Verschiebung im Auftreten der F1-Schicht liegt im Rahmen der beobachteten örtlichen Variationen der Ionosphäre. In dem Zwei-Schichten-Modell wurde als kritische Frequenz für die untere, kleinere (F1-)Schicht in 155 km Höhe der Wert 2,98 MHz gewählt, damit sich zusammen mit dem Anteil der F2-Schicht in dieser Höhe die gemessene Plasmafrequenz von 3,35 MHz ergab. Die horizontale Wellenlänge der Störung betrug 300 km; Kurve c in Abb. 30 zeigt die variable senkrechte Wellenlänge. Die maximale Störamplitude von 13% wurde in 130 km Höhe erreicht, unterhalb der Reflexionshöhe für den ordentlichen und außerordentlichen Strahl. In Tab. 7 (S. 88) sind alle Parameter für die Berechnungen zusammengestellt.

Die Abb. 34 zeigt Übereinstimmung zwischen Rechnung und Messung. Der Teil des Überschlagens beim außerordentlichen Strahl wird gut wiedergegeben. Die Steigung der fallenden Kurventeile ist etwas unterschiedlich; das hängt teilweise mit den anderen überlagerten Störungen zusammen. Das Elektronendichteprofil des Zwei-Schichten-Modells zeigt bei den gewählten Parametern keine getrennten Einzelschichten, sondern in 155 km Höhe nur ein Gebiet mit gegenüber der einfachen F2-Schicht verringertem Dichtegradienten. Dieses bestätigt die in Kap. 5.2 aufgestellte Behauptung, die Form der Laufzeitkurven hänge im wesentlichen von dem Elektronendichtegradienten in der Reflexionshöhe ab. Die Reflexion des x-Strahls geschieht nämlich zwischen rund 150 und 175 km Höhe. Die berechnete o-Spur zeigt dagegen eine nur leicht fallende Kurvenform;

die zugehörige Reflexionshöhe liegt zwischen 174 und 183 km, wo der Elektronendichtegradient wieder größer ist. Außerdem ist beim ordentlichen Strahl die Variation im Gruppenweg verringert, was teilweise mit der nach oben abnehmenden Amplitude der Störung zusammenhängt.

7. Zusammenfassung

Mit einer bistatischen FM-CW-Anlage wurden Laufzeit- und Dopplermessungen von Kurzwellensignalen zwischen Skive/Norddänemark und Lindau/Harz durchgeführt (Großkreisentfernung 565 km). Durch ein spezielles Auswerteverfahren konnten Aufnahmen hergestellt werden, die die zeitliche Abhängigkeit der Laufzeit und der Dopplerverschiebung bei verschiedenen festen Frequenzen zeigen. Die Laufzeitschwankungen der F-Reflexionen, die auf diesen Darstellungen gut zu erkennen sind, werden durch wandernde ionosphärische Störungen verursacht. Diese werden durch atmosphärische Schwerewellen in der Ionosphäre erzeugt. Ihre vertikale Phasenausbreitung ist immer abwärts gerichtet. Hauptsächlich wurden ionosphärische Störungen mittlerer Ausdehnung beobachtet. Diese haben eine horizontale Wellenlänge der Größenordnung 100-300 km, Perioden zwischen 10 Minuten und über einer Stunde, meist aber zwischen 15 und 30 Minuten, und unterschiedliche horizontale Ausbreitungsrichtungen. Das Auftreten dieser Störungen ist nicht von erdmagnetischen Variationen abhängig.

Bei den Beobachtungen war die allgemeine Phasenbewegung der wandernden ionosphärischen Störungen von oben nach unten gut zu erkennen. Die Tagesbeobachtungen der Störungen mittlerer Ausdehnung wurden statistisch untersucht. Dazu wurden die Störungen, denen man eindeutig eine Periode zuordnen konnte, aus einem Zeitraum von 54 Tagen ausgewertet. Im Durchschnitt waren 6,4 Störungen pro Tag zu beobachten. Die Einzelwerte der täglichen Häufigkeit zeigten große Schwankungen um diesen Mittelwert; eine Systematik war nicht zu erkennen. Insbesondere konnte keine Abhängigkeit vom geomagnetischen planetarischen Index Kp gefunden werden. Wie diese Kp-Unabhängigkeit bestätigte die Periodenhäufigkeit, daß es sich um Störungen mittlerer Ausdehnung handelte: Die meisten hatten Perioden zwischen 20 und 25 Minuten. Die kleinste beobachtete Periode betrug 10 Minuten, die größte 115 Minuten. Die Formen der Gruppenwegkurven waren unterschiedlich; man konnte fallende, gleichmäßige und steigende Kurvenformen unterscheiden. Eine statistische Untersuchung der Periodenhäufigkeit der verschiedenen Formen zeigte eine eindeutige Tendenz, daß nämlich bei kleineren Perioden (um 15 min) die gleichmäßigen Formen vorherrschten, während bei größeren Perioden (um 40 min) die fallenden Kurvenformen häufiger waren.

Es stand ein Programm zur numerischen Strahlwegberechnung zur Verfügung, mit dem der Weg von Radiostrahlen im dreidimensionalen Raum bei gegebenem Abstrahlwinkel und Azimut am Sender, ferner bei gegebenem Ionosphären- und Magnetfeldmodell berechnet werden konnte. Dazu wurden zwei übergeordnete Zielfindungsprogramme entwickelt, die bestimmen konnten, welche Strahlen das Ziel, den Empfänger, trafen: ein eindimensionales Iterationsprogramm, welches nur den Erhebungswinkel am Sender veränderte, und ein zweidimensionales Programm, welches außerdem den Azimut variierte. Die Anwendung des schnelleren eindimensionalen Programms war möglich, wenn aufgrund des gewählten Ionosphärenmodells und der Strahlwegausbreitungsrichtung die Seitenabweichungen vernachlässigbar waren. Die Rechenprogramme konnten unter anderem den Gruppenweg, die Dopplerverschiebung und die Feldstärke (Fokussierung, Defokussierung) bestimmen. Als Störmodell, welches die wandernden ionosphärischen Störungen beschreiben sollte, wurde eine Welle mit konstanter horizontaler und (meist) höhenabhängiger senkrechter Wellenlänge genommen. Der Verlauf der senkrechten Wellenlänge hing hier nur von der Periode und der horizontalen Wellenlänge ab. Die Amplitude der Störung hatte eine Gaußsche Höhenabhängigkeit.

Mit diesem Modell konnte der Einfluß einiger Ionosphären- und Störwellenparameter auf die Form der Gruppenwegkurven geklärt werden. Dabei wurde zunächst das Erdmagnetfeld nicht berücksichtigt. Es zeigte sich, daß die Skalenhöhe der ungestörten Chapman-Schicht - oder allgemeiner: der Elektronendichtegradient in der Gegend der Strahlreflexion - die Kurvenform stark beeinflußt. Ein kleiner Elektronendichtegradient in Reflexionshöhe erzeugt bei dem angewendeten Störmodell und der gegebenen Sender-Empfänger-Geometrie mehr fallende Kurvenformen, ein größerer Gradient mehr steigende Formen. Eine Erhöhung der Amplitude der Wellenstörung verstärkt diese Tendenz bis zum Überschlagen der Kurven nach links oder rechts. Eine Vergrößerung der horizontalen Wellenlänge bewirkt eine Verringerung der Gruppenwegvariation. Zum Überschlagen der Kurven werden jetzt größere Störamplituden benötigt. Verändert man die Periode der Welle bei sonst gleichbleibenden Parametern, so erhält man die gleichen Ergebnisse wie aus der Beobachtungsstatistik: Bei größeren Perioden herrschen die fallenden Kurvenformen vor, bei kleineren Perioden verschiebt sich die Tendenz mehr in die Richtung gleichmäßiger oder steigender Kurven.

Eine Variation der horizontalen Wanderrichtung der Störungen verändert bei dem angewendeten Störmodell die Form der Gruppenwegkurven nur sehr wenig; bei

Ausbreitung der Störungen in Richtungen quer zur Sender-Empfänger-Richtung wird die Variation nur geringfügig größer. Da diese Variation vernachlässigbar ist, konnte die Ausbreitungsrichtung der Störungen so gewählt werden (Richtung Süden), daß das schnellere eindimensionale Zielfindungsprogramm anwendbar war.

Es wurde versucht, drei Beispiele von Beobachtungen der wandernden ionosphärischen Störungen nachzurechnen und vergleichbare Ergebnisse zu erhalten. Hierbei wurde der Einfluß des Erdmagnetfeldes berücksichtigt. Dadurch erhielt man im allgemeinen zwei verschiedene Strahlen: den ordentlichen und den außerordentlichen Strahl. Das erste Beispiel enthielt bei der Frequenz 6 MHz eine nach links überschlagende, nach oben offene Laufzeitkurve. Es wurde gezeigt, wie diese Störung bei zwei anderen Übertragungsfrequenzen aussah (5 und 7 MHz). Für Modellrechnungen wurden Ionosphärenparameter genommen, die aus Lindauer Senkrechtlotungsionogrammen bestimmt worden waren. Die E-Schicht wurde bei den Rechnungen berücksichtigt, da der Retardierungseinfluß auf die F-Reflexionen wichtig war. Beobachtung und Rechnung zeigten Übereinstimmung bei den Gruppenwegspuren über alle drei Übertragungsfrequenzen. Ein Vergleich zwischen beobachteter und berechneter Dopplerverschiebung bei 5 MHz ergab in der Tendenz ebenfalls Übereinstimmung. Eine Feldstärkeuntersuchung der F-Reflexionen bei 6 MHz zeigte, daß die beobachteten Werte stark schwankten, so daß keine systematischen Veränderungen erkennbar waren. Statistisch signifikant und übereinstimmend mit der Rechnung war der zum oberen Übertragungsweg gehörige Feldstärkeverlauf. Die Rechnung zeigte hierbei eine geringere Variation, da bei ihr keine ionosphärische Absorption berücksichtigt war.

Beim zweiten Beispiel konnte durch Rechnungen eine beobachtete steigende Form einer Gruppenwegkurve nachgebildet werden. Hierbei mußten jedoch die Lindauer Ionosphärendaten verändert werden, um Übereinstimmung beim ordentlichen Strahl zu erhalten. Vermutlich war bei dieser kurzen Störung der Elektronendichtegradient steiler, als man aus Lindauer Daten schließen würde.

Das dritte Beispiel zeigte beim außerordentlichen Strahl eine kontinuierliche, fallende Kurve, die einem überschlagenden Sägezahn ähnlich war. Modellrechnungen ergaben erst dann vergleichbare Ergebnisse, als eine F1-ähnliche Schicht in der Ionosphäre berücksichtigt wurde. Eine solche Schicht war auf

den Lindauer Senkrechtlotungsionogrammen erst $1\frac{1}{2}$ Stunden nach der Beobachtung deutlich sichtbar. Durch diese Rechnung wurde nochmals gezeigt, daß der durch die Berücksichtigung der F1-ähnlichen Schicht verringerte Elektronendichtegradient in der Höhe der Strahlreflexion die Gruppenwegkurve so beeinflußte,daß sie eine deutlich fallende, sogar überschlagende Form bekam.

Allgemein zeigt die Übereinstimmung zwischen gemessenen und berechneten Gruppenwegkurven, daß die Eigenschaften der wandernden ionosphärischen Störungen mittlerer Ausdehnung, die zwischen Skive/Norddänemark und Lindau/Harz beobachtet wurden, durch das in dieser Arbeit angegebene Störmodell gut wiedergegeben werden können.

Die vorliegende Arbeit wurde am Max-Planck-Institut für Aeronomie in Lindau/Harz angefertigt. Herrn Prof. Dr. W. Dieminger, bis Ende Juli 1975 Direktor des Instituts, möchte ich für die wohlwollende Förderung und für das rege Interesse danken, das er dem Fortgang dieser Arbeit entgegenbrachte. Auch danke ich Herrn Prof. Dr. W.I. Axford und Herrn Prof. Dr. G. Pfotzer, den jetzigen Direktoren des Instituts, daß sie die Möglichkeit schafften, die Arbeit fortzusetzen.

Bei Herrn Dr. H.-G. Möller fand die Arbeit verständnisvolle Unterstützung. Besonders bin ich Herrn Dr. J. Klostermeyer und Herrn Dr. J. Röttger zum Dank verpflichtet, die immer wieder ihre Zeit und Erfahrung für wertvolle Diskussionen und Hinweise zur Verfügung stellten. Auch Dr. R.H. Clarke, Adelaide, Australien, und Dr. R.M. Jones, Boulder, USA, waren bei Institutsbesuchen zu hilfreichen Diskussionen bereit. Letzterer stellte auch das Strahlwegberechnungsprogramm zur Verfügung, wofür ihm gedankt sei.

Die numerischen Rechnungen wurden durchgeführt teils auf der UNIVAC 1108 der Gesellschaft für Wissenschaftliche Datenverarbeitung in Göttingen (insbesondere die Strahlwegberechnungen), teils auf der Siemens 305 des Max-Planck-Instituts für Aeronomie (hauptsächlich die Datenaufbereitung). Herr Dr. H.-J. Müller erstellte dankenswerterweise ein Assembler-Unterprogramm zum Lesen der Originalmagnetbänder und war zu vielen Software-Diskussionen bereit.

Herrn H. Gegner und den anderen Herren der Meßstationen in Lindau/Harz und Skive/Norddänemark möchte ich für die kreative Unterstützung danken, ebenso den Herren aus dem Elektroniklabor, insbesondere Herrn Dr. W. Weiß und Herrn R. Zwick, aus dem Zeichenbüro, Herrn K.-H. Schüddekopf, und aus der Werkstatt. Meinen Dank spreche ich auch den Damen aus, die durch Datenauswertung und Schreibarbeiten wertvolle Hilfe leisteten.

8. Literaturverzeichnis

[1] AGARD 1972 Conference proceedings 115 on "Effects of atmospheric acoustic gravity waves on electromagnetic wave propagation".

[2] Appleton, E.V. Barnett, M.A.F. 1925 On some direct evidence for downward atmospheric reflection of electric rays. Proc. Roy. Soc. 109A, 621-641, Dec. 1925.

[3] Appleton, E.V. 1928 Some notes on wireless methods of investigating the electrical structure of the upper atmosphere. Proc. Phys. Soc. London 41, 43-59, Dec. 1928.

[4] Barry, G.H. Fenwick, R.B. 1965 Extraterrestrial and ionospheric sounding with synthesized frequency sweeps. Hewl.-Pack. Journal 16, No. 11, 8-12, July 1965.

[5] Barry, G.H. Fenwick, R.B. 1969 Oblique Chirp sounding. AGARD conference proceedings 13 on "Oblique ionospheric radiowave propagation...", 487-501.

[6] Bartning, B. Möller, H.-G. 1972 Ambiguities in FM-CW sounding caused by frequency distortion. Antarctic Telecommunications (Proc. of the SCAR symposium on Technical and Scientific Problems affecting Antarctic Telecommunications, Sandefjord/Norway, May 1972), 329-340.

[7] Bartning, B. 1973 Relative Laufzeitmessungen von Hochfrequenzsignalen mit dem FM-CW-Verfahren. Kleinheubacher Berichte 16, 233-245.

[8] Bartning, B. 1976 Wandernde ionosphärische Störungen - FM-CW-Messungen und Modellrechnungen. Kleinheubacher Berichte 19 (im Druck).

[9] Budden, K.G. 1966 Radio waves in the ionosphere. University Press, Cambridge; Nachdruck der 1. Auflage.

[10] Chan, K.L. Villard, O.G. 1962 Observation of large-scale traveling ionospheric disturbances by spaced-path high-frequency instantaneous-frequency measurements. J. Geophys. Res. 67, No. 3, 973-988.

[11] Clark, R.M. Yeh, K.C. Liu, C.H. 1971 Interaction of internal gravity waves with the ionospheric F2-layer. J. Atmos. Terr. Phys. 33, 1567-1576.

[12] COSPAR Working Group 4 — 1972 — COSPAR international reference atmosphere (CIRA) 1972. Akademie-Verlag, Berlin.

[13] Davies, K. Jones, J.E. — 1971 — Three-dimensional observations of traveling ionospheric disturbances. J. Atmos. Terr. Phys. 33, 39-46.

[14] Davies, K. Jones, J.E. — 1972 — Ionospheric disturbances produced by severe thunderstorms. NOAA professional paper 6, Boulder, Dec. 1972.

[15] Dieminger, W. Goubau, G. Zenneck, J. — 1934 — Die Störungen der Ionosphäre. Z. Hochfrequenztechnik und Elektroakustik 44, 2-17.

[16] Dieminger, W. Plendl, H. — 1939 — Fortlaufende Senkrechtlotungen der Ionosphäre auf 3670 kHz (81,7 m) im Jahre 1938. Abhandlungen Nr. 4 des Geophysikalischen Instituts Potsdam, hg. von J. Bartels, Springer, Berlin.

[17] Dieminger, W. — 1968 — Ionospheric propagation of high frequency radio waves. AGARD lecture series XXIX ("Radio wave propagation"), III - 1-83, July 1968.

[18] Federal Scientific Corporation — 1970 — Real time signal processing in the frequency domain. Monograph No. 3.

[19] Fenwick, R.B. Barry, G.H. — 1965 — HF-measurements using extended Chirp-radar techniques. Technical report No. 103, Stanford Electronics Lab., Stanford University, California, June 1965.

[20] Francis, S.H. — 1973 — Acoustic-gravity modes and large-scale traveling ionospheric disturbances of a realistic, dissipative atmosphere. J. Geophys. Res. 78, 2278-2301.

[21] Friedman, J.P. — 1966 — Propagation of internal gravity waves in a thermally stratified atmosphere. J. Geophys. Res. 71, 1033-1054.

[22] Georges, T.M. — 1967 — Ionospheric effects of atmospheric waves. ESSA Technical Report IER 57-ITSA 54, Boulder, Colorado, Oct. 1967.

[23] Georges, T.M. — 1968 — HF Doppler studies of traveling ionospheric disturbances. J. Atmos. Terr. Phys. 30, 735-746.

[24] Georges, T.M. Stephenson, J.J. 1969 HF radar signatures of traveling ionospheric irregularities, 3D ray-tracing simulation. Radio Science 4, 679-696.

[25] Gnanalingam, S. 1954 An apparatus for the detection of weak ionospheric echoes. Proc. IEE 101, part III, No. 72, 243-248, July 1954.

[26] Haselgrove, J. 1954 Report of Conference on the Physics of the Ionosphere, London Physical Society, 355.

[27] Herron, T.J. 1973 Phase velocity dispersion of F-region waves. J. Atmos. Terr. Phys. 35, 101-124.

[28] Herron, T.J. Donn, W.L. 1973 Diurnal variation of F-region waves. J. Atmos. Terr. Phys. 35, 2163-2176.

[29] Hines, C.O. 1960 Internal atmospheric gravity waves at ionospheric heights. Can. J. Phys. 38, 1441-1481.

[30] Hines, C.O. 1965 Atmospheric gravity waves: A new toy for the wave theorist. Radio Science 69D, 375-380.

[31] Hooke, W.H. 1968 Ionospheric irregularities produced by internal atmospheric gravity waves. J. Atmos. Terr. Phys. 30, 795-823.

[32] Hymans, A.J. Lait, J. 1960 Analysis of a frequency-modulated continuous-wave ranging system. Proc. IEE 107B, 365-372.

[33] Jones, R.M. Stephenson, J.J. 1975 A versatile three-dimensional ray tracing computer program for radio waves in the ionosphere. OT Techn. Report 75-76, Institute for Telecommunication Sciences, Boulder, Colorado, Oct. 1975.

[34] Kay, L. 1959 A comparison between pulse and frequency-modulation echo-ranging systems. J. Brit. IRE 19, 105-113.

[35] Keep, D.N. 1956 Frequency-modulation radar for use in the mercantile marine. Proc. IEE 103B, 519-526.

[36] Kelso, J.M. 1964 Radio ray propagation in the ionosphere. McGraw-Hill Book Company, New York.

[37] Klauder, J.R. Price, A.C. Darlington, S. Albersheim, W.J. 1960 The theory and design of Chirp radars. Bell Sys. Tech. J. 39, No. 4, 745-808, July 1960.

[38] Klostermeyer, J. 1972 Full wave calculations of electron density perturbations caused by atmospheric gravity waves in the F2-layer. AGARD conference proceedings 115 on "Effects of atmospheric acoustic gravity waves on electromagnetic wave propagation", paper 14.

[39] Klostermeyer, J. 1972 Numerical calculations of gravity wave propagation in a realistic thermosphere. J. Atmos. Terr. Phys. 34, 765-774.

[40] Klostermeyer, J. 1972 Comparison between observed and numerically calculated atmospheric gravity waves in the F-region. J. Atmos. Terr. Phys. 34, 1393-1401.

[41] Klostermeyer, J. 1973 Thermospheric heating by atmospheric gravity waves. J. Atmos. Terr. Phys. 35, 2267-2275.

[42] Klostermeyer, J. 1975 Private Mitteilung.

[43] Kramm, R. 1973 Meßprinzip und Konzept einer Anlage zur Messung partieller Reflexionen mit dem FM-CW-Verfahren. Kleinheubacher Berichte 16, 247-254.

[44] Litva, J. 1972 Observations of travelling ionospheric disturbances at London, Canada. AGARD conference proceedings 115 on "Effects of atmospheric acoustic gravity waves on electromagnetic wave propagation", paper 27.

[45] Lynch, J.T. Fenwick, R.B Villard, O.G. 1968 Measurement of maximum time-delay resolution of oblique soundings on east-west and north-south paths. Technical rep. No. 146, Stanford Electronics Lab., Stanford University, California, June 1968.

[46] Munro, G.H. 1950 Travelling disturbances in the ionosphere. Proc. Roy. Soc. A 202, 208-223.

[47] Munro, G.H. 1953 Reflexions from irregularities in the ionosphere. Proc. Roy. Soc. A 219, 447-463.

[48] Munro, G.H. Heisler, L.H. 1956 Cusp type anomalies in variable frequency ionospheric records. Austr. J. Phys. 9, No. 3, 343-358.

[49] Munro, G.H. 1958 Travelling ionospheric disturbances in the F region.
Austr. J. Phys. 11, No. 1, 91-112.

[50] Pierce, J.A. 1940 The reception of radio echoes from distant ionospheric irregularities.
Mimno, H.R. Phys. Rev. 57, 95-105.

[51] Pratt, D.S. 1967 Linear FM sounding.
Miehle, J.A. Final engineering report, Granger Associates, Palo Alto, California, Jan. 1967 (Appendix B: "Long code phase reversal modulation sounding tests").

[52] Röttger, J. 1973 Langperiodisches Fading von Kurzwellensignalen.
Kleinheubacher Berichte 16, 167-178.

[53] Röttger, J. 1975 Entwicklungsphasen des äquatorialen Spread-F.
Kleinheubacher Berichte 18, 355-366.

[54] Rüster, R. 1974 Private Mitteilung.

[55] Shearman, E.D.R. 1963 Analysis of radar systems for the observation of incoherent radio-wave scattering in the ionosphere.
Bain, W.C.
Weekes, K. Proc. IEE 110, No. 5, 887-896, May 1963.

[56] Testud, J. 1971 Importance of diffusion processes in the interaction between neutral waves and ionization.
François, P. J. Atmos. Terr. Phys. 33, 765-774.

[57] Titheridge, J.E. 1969 Single-polynomial analysis of ionograms.
Radio Science 4, 41-51.

[58] Toman, K. 1955 Movement of the F-region.
J. Geophys. Res. 60, No. 1, 57-70.

[59] Yeh, K.C. 1974 Acoustic-gravity waves in the upper atmosphere.
Liu, C.H. Rev. Geophys. Space Phys. 12, No. 2, 193-216.

Lebenslauf

Am 7. August 1943 wurde ich in Schloßberg/Ostpreußen als erstes von drei Kindern des Erich Bartning und seiner Ehefrau Hildegard geboren. Nach der Flucht 1944/45 ließen wir uns in Bielefeld nieder.

Für vier Jahre besuchte ich in Bielefeld die Grundschule und ging 1954 auf das dortige Max-Planck-Gymnasium über. Ostern 1963 bestand ich die Reifeprüfung.

Im Sommersemester 1964 begann ich an der Universität Hamburg zunächst mit dem Studium der Fächer Mathematik und Physik (Ziel Höheres Lehramt) und wechselte im Herbst 1967 auf Physik mit dem Ziel Diplom. Im Mai 1968 bestand ich die Diplomvorprüfung. Meine Diplomarbeit "Energieverlustmessungen mit schnellen Elektronen an SiC und Sb" fertigte ich im Institut für Angewandte Physik der Universität Hamburg bei Herrn Prof. Dr. H. Raether an. Die Diplomhauptprüfung bestand ich im Februar 1971.

Von August 1971 bis Juli 1975 war ich am Max-Planck-Institut für Aeronomie in Lindau/Harz (damaliger Leiter: Prof. Dr. W. Dieminger) als wissenschaftlicher Mitarbeiter beschäftigt. Seit August 1975 bin ich Stipendiat am gleichen Institut, um unter der Betreuung von Prof. Dr. W. Dieminger die vorliegende Dissertation anzufertigen.

Ich bin seit Mai 1973 mit Regine Bartning-Querfurt, geb. Querfurt, verheiratet.